www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

4e JAARGANG NUMMER 9 SEPTEMBER 1939

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

DE VOORTPLANTING VAN RADIOGOLVEN OVER DE AARDE

door BALTH. van der POL en H. BREMMER

621.396.11

In dit artikel worden de resultaten van berekeningen behandeld, die ten doel hebben de invloed van de kromming der aarde op de uitbreiding van radiogolven te onderzoeken. Speciaal wordt ingegaan op de invloed van de hoogte van zender en ontvanger, van de golflengte, van de electrische constanten van het aardoppervlak en van de te overbruggen afstand. De atmosfeer wordt als een homogeen diëlectricum behandeld, reflecties aan de ionosfeer en refractie in de troposfeer blijven dus buiten beschouwing. Het blijkt, dat de buiging van radiogolven zoo sterk is, dat het practisch geen verschil maakt, of de ontvanger zich op korte afstand voor of achter de optische horizon van de zender bevindt. Pas voor golven korter dan 1 cm vindt men in het intensiteitsverloop een duidelijke aanwijzing van een scherpe schaduwgrens.

Inleiding

Toen Marconi in 1901 er na enkele vergeefsche pogingen in slaagde draadlooze signalen, uitgezonden in Ierland, te ontvangen aan de Oostkust van New Foundland op een afstand van 3400 km, deed het probleem zich voor, hoe de electromagnetische golven deze afstand konden overbruggen, daar immers de kromming der aarde zich verheft als een heuvel tusschen zender en ontvanger (zie *fig. 1*), zoodat, optisch gesproken, de ontvanger geheel in „de schaduw" stond.

Fig. 1. Tusschen Ierland en New Foundland (afstand 3400 km) verheft de aarde zich als een heuvel met een hoogte van 230 km.

Het probleem trok al spoedig de aandacht van verschillende zeer vooraanstaande mathematici en physici, zooals Poincaré, Macdonald, Nicholson, Love, Sommerfeld, e.a. Reeds vroeg is toen door Heaviside en Kennelly het vermoeden uitgesproken, dat hoog in de atmosfeer een geleidende laag aanwezig moest zijn, die de golven door reflectie om de kromming der aarde heen kon helpen. Thans weten wij, dat dit vermoeden juist is geweest, maar indertijd is daarover van verschillende zijden zeer ernstige twijfel uitgesproken. De voor de hand liggende weg om hier tot een conclusie te komen, leidt tot een vergelijking van het werkelijke veld van de golven op groote afstand van de zender met het veld, dat men theoretisch zou verwachten op grond van zuivere buiging om het aardoppervlak, dus zonder hulp van een spiegelende laag van Kennelly en Heaviside. Het is met dit laatste theoretische probleem, dat genoemde onderzoekers zich jarenlang hebben bezig gehouden en dat men zou kunnen definieeren als volgt: gegeven een radiozender van bepaald vermogen, hoe sterk zal het veld zijn op een willekeurige andere plaats op of boven het oppervlak der aarde, wanneer men de atmosfeer als volkomen homogeen en niet geleidend beschouwt, dus bij afwezigheid van wat men thans noemt de ionosfeer. Het heeft jarenlang geduurd, alvorens men tot een berekening van dit veld kon komen, omdat de oplossing, die men langs klassieke wegen van het probleem verkrijgt, een vorm heeft, die wel zeer slecht voor numerieke interpretatie geschikt is.

De algemeene oplossing, waarbij aan het geleidingsvermogen van de aarde een willekeurige waarde gegeven kan worden, vindt men nl. in de vorm van een oneindige reeks van bolfuncties, waarbij elke term als coëfficient een uitdrukking heeft, die 12 Besselfuncties bevat. Bovendien is het gedrag van deze reeks zoodanig, dat elke volgende term de vorige door teekenomslag ongeveer compenseert, zoodat de som van de kleine overblijvende verschillen de eindwaarde bepaalt. En voorts kan men aantoonen, dat de grootste bijdragen tot het eind-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

resultaat niet door de begintermen van de reeks worden gegeven, maar dat deze grootste bijdragen gevonden worden bij de termen, wier orde van grootte in de reeks in de buurt ligt van de verhouding van de aardomtrek tot de gebruikte golflengte, d.i. in de buurt van de 100 000ste of millioenste term.

Over de samenstelling van deze uiterst moeilijk behandelbare reeks was men het dan wel van het begin af aan eens, maar over de numerieke interpretatie daarvan was er een zoodanig groot verschil van meening, dat de onderzoekers in twee kampen werden verdeeld, waarvan het ééne beweerde, dat de buiging van de straling om het aardoppervlak de experimenten volkomen verklaren kon, terwijl het andere kamp deze buiging als onvoldoende verklaarde en de hulp derhalve moest inroepen van een geleidende ionosfeer. De meeningen onder de mathematici liepen zoodanig uit elkaar, dat Nicholson in 1910 het vraagstuk karakteriseerde als dàt probleem in het geheele veld der analyse, waarover de meest uiteenloopende opvattingen werden gehuldigd.

Een van de fundamenteele moeilijkheden van het probleem was het vinden van goede benaderingen voor de Besselfuncties, die zich in de coëfficienten der termen voordoen; het gelukte Watson in 1918 met een nieuwe methode de reeks te sommeeren, waardoor het probleem zeer veel nader tot een numerieke oplossing werd gebracht. Een critisch onderzoek van een onzer in 1919, waarbij al het beschikbare theoretische en experimenteele materiaal zorgvuldig werd onderzocht en vergeleken, voerde tot de definitieve conclusie, dat een geleidende ionosfeer bij de radioproeven over groote afstanden ontegenzeggelijk aanwezig moest zijn en zeer belangrijke hulp verleende. Maar daarmede was de belangstelling voor het theoretische probleem van de zuivere buiging van de golven om een bol niet verdwenen, want al spoedig bleek, dat de hulp van de ionosfeer hoofdzakelijk merkbaar was des nachts en dat overdag de golven van 200 tot 2000 m door de ionosfeer grootendeels werden geabsorbeerd en niet naar de aarde teruggekaatst, dit als gevolg van de andere verdeeling van de ionisatie onder de invloed van het zonlicht. Voor genoemde golven is dus overdag de toestand ongeveer dezelfde, alsof de ionosfeer er niet was en de berekening van de dagvelden op grootere afstanden en voor de genoemde golfband geschiedt dan ook tegenwoordig nog met verwaarloozing van de invloed van de ionosfeer.

Daarna werd de bruikbaarheid in de techniek van steeds kortere golven ontdekt (λ = 10-100 m) en deze bleken wèl, ook overdag, bij hun voortplanting hulp te ondervinden van de ionosfeer en wel van zeer hoog gelegen geïoniseerde lagen, die door Appleton werden gevonden. Maar gaat men tot golven van minder dan 10 m, zooals men die tegenwoordig gebruikt, bijv. voor de televisie, dan komt men in een gebied, waarbij de ionosfeer in eerste benadering noch overdag noch des nachts zijn invloed doet gelden, en gaat het wederom om het zuivere refractieprobleem, dat het onderwerp van dit artikel uitmaakt. De technische toepassing van golven korter dan 10 meter, die in de toekomst, naar het zich laat aanzien, steeds meer gebruikt zullen worden, was voor ons dan ook aanleiding, het probleem weer ter hand te nemen, teneinde numerieke voorspellingen te kunnen geven van de uitbreiding van deze korte golven rondom een televisiezender, benevens tot aan en voorbij de horizon.

De bedoeling van dit artikel is, een uittreksel en een overzicht van de numerieke resultaten te geven van de door ons gemaakte berekeningen, die elders werden gepubliceerd [1]). Bij deze berekening werd het aardoppervlak zuiver bolvormig ondersteld, de oneffenheden in het landschap werden dus verwaarloosd. Verder werd ondersteld, dat de aarde in electrisch opzicht homogeen is, dus bijv. overal uit eenzelfde grondsoort bestaat of overal met zeewater is bedekt.

Bij de eenvoudige behandeling, waar we in het volgende speciaal het oog op hebben, heeft men als derde vereenvoudiging, dat ook de atmosfeer homogeen is; dit beteekent, dat twee verschijnselen niet in aanmerking worden genomen: a) de invloeden van de ionosfeer; b) de refractie in de onderste lagen van de dampkring. Deze ontstaat, evenals in de optica, doordat de dichtheid en temperatuur en daarmee de electrische eigenschappen met de hoogte in de dampkring veranderen; door dit verschijnsel hebben vooral korte golven een grootere dracht dan in het geval van een homogene atmosfeer. De onderstelling van een homogene atmosfeer beteekent voor de practijk de meest ingrijpende beperking, maar er blijven, zooals reeds gezegd, voldoende gevallen over, waarin de invloed van de inhomogeniteit verwaarloosd mag worden. In de practijk bemerkt men het al of niet mede-werkzaam zijn van de atmosfeer vooral aan het al of niet optreden van fadingverschijnselen.

De genoemde vereenvoudigingen hebben in de wiskundige behandeling de beteekenis, dat men de

[1]) Balth. van der Pol en H. Bremmer, Phil. Mag. **24**, 141 en 825, 1937; **25**, 817, 1938; **27**, 261 1939. Zie verder de literatuurlijst aan het slot van dit artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

aarde vervangt door een bol, welks gedrag electromagnetisch weergegeven wordt door twee constanten, die overal dezelfde waarde hebben; deze constanten zijn het electrische geleidingsvermogen σ en de diëlectriciteitsconstante ε, m.a.w. men beschouwt de aarde als een medium, dat zich tegelijkertijd als geleider voordoet en als diëlectricum (evenals bijv. bij een kabel met lekstroomen in de dwarsrichting, het medium tusschen de mantel en de geleidende ader tegelijkertijd als diëlectricum en als geleider werkzaam is).

Bij de dampkring spelen de eigenschappen, die ook deze nog in geringe mate als geleider bezit, vrijwel geen rol, wanneer de invloed van de ionosfeer verwaarloosd wordt, terwijl dan de diëlectriciteitsconstante zeer weinig afwijkt van 1; we kunnen bij onze beschouwingen de dampkring daarom vervangen door de aether, dwz. $\varepsilon = 1$ en $\sigma = 0$ nemen.

Vergelijking met andere gelijkwaardige problemen

Wanneer deze onderstellingen gemaakt zijn, wordt het vraagstuk van de voortplanting mathematisch physisch aldus geformuleerd: Gegeven een buiten een bol geplaatste bron (de zender) van electromagnetische golven, hoe zal het electromagnetische veld zijn op de bol of op geringe hoogte er boven (in het ontvangpunt). Nu zijn er verschillende verschijnselen, die mathematisch als gelijkwaardig met dit probleem beschouwd moeten worden, namelijk al die verschijnselen, waarbij een voortplanting van golven onderweg door een bolvormige hindernis gestoord wordt; we noemen bijv. de strooiïng van het licht door kleine bolvormige deeltjes, zooals deze in een colloidale oplossing voorkomen, de strooiïng van zonnestralen door bolvormige regendruppels, welke aanleiding geeft tot de regenboogverschijnselen en de strooiïng van acoustische golven door een bolvormige hindernis, bijv. een microfoon. Terwijl al deze gevallen in de strenge mathematische behandeling min of meer gelijkwaardig zijn, komen de verschillen in de numerieke resultaten vooral tot stand, doordat twee soorten van grootheden in ieder probleem verschillend zijn, ten eerste een geometrische grootheid, nl. de verhouding van de omtrek van de bolvormige hindernis tot de golflengte, ten tweede twee physische grootheden. nl. de wijze waarop de golven aan het oppervlak gereflecteerd worden, alsook de wijze, waarop de golven, die tot binnen de bol doordringen, geabsorbeerd worden. Zoo heeft men, geometrisch gesproken, groote overeenkomst tusschen de golfvoortplanting in het radiogeval en de lichtverschijnselen bij de regenboog: de verhouding van de omtrek van de aarde tot de gemiddelde golflengte van de radiogolven is van dezelfde orde van grootte als de verhouding van de omtrek van de regendruppels tot de golflengten van het zichtbare licht [2]). Deze overeenkomst maakt, dat in beide gevallen slechts een heel klein gedeelte der golven om de bol heen wordt gebogen. De overige, physische, condities zijn in beide gevallen echter geheel verschillend, doordat een radiogolf, die in de aarde doordringt, zeer snel geabsorbeerd wordt, terwijl een lichtstraal bijna ongehinderd door een regendruppel heen kan gaan. Terwijl bij een regenboog uit een aankomende lichtstraal verschillende stralen ontstaan, doordat de in de druppel doorgedrongen straal telkens door reflecties aan de binnenzijde van de oppervlakte tot nieuwe stralen aanleiding geeft, spelen deze laatsten in het radiogeval door hun uiterst geringe sterkte in het geheel geen rol meer; behalve met de invallende straling heeft men in de practijk alleen nog te maken met de straling, die daaruit door directe reflectie ontstaat; de volgende golven (gestippeld aangegeven in *fig. 2*) zijn in het radiogeval zoo zwak, dat zij onmerkbaar worden.

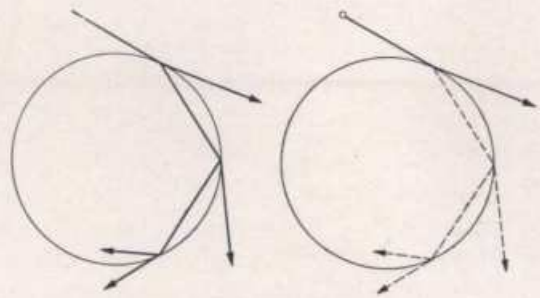


Fig. 2. *a*. Reflectie en breking van een lichtstraal aan een regendruppel. *b*. Reflectie en breking van een radiogolf aan het aardoppervlak. In het tweede geval wordt de indringende straal sterk geabsorbeerd, zoodat slechts de eerste reflectie een belangrijke rol speelt.

Berekening voor ontvangpunten nabij of achter de optische horizon van de zender

De berekening in het radiogeval van de boven beschreven oneindige reeks voert tot voor de practijk bruikbare formules, die geheel verschillend zijn voor het geval, dat het ontvangpunt nabij of achter de optische horizon van de zender ge-

[2]) Door deze analogie waren wij in staat, na de theoretische uitwerking van het radioprobleem ook een overeenkomstige nieuwe strenge theorie van de regenboog te ontwikkelen. Onder meer volgde daaruit, dat bij het beschouwen van de regenboog door een „polaroïd"-bril het deel van de boog verdwijnt, dat parallel ligt aan een lijn, die de beide glazen verbindt, dwz. loodrecht staat op de polarisatierichting, welke door de glazen wordt doorgelaten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

legen is, en voor het geval, dat het ontvangpunt belangrijk vóór deze horizon ligt. De reeks van bolfuncties, die het uitgangspunt vormde voor alle berekeningen, kan in het geval, dat het ontvangpunt achter de optische horizon ligt, omgevormd worden tot een nieuwe, veel sneller convergeerende reeks en van deze laatste heeft men tenslotte, wanneer het ontvangpunt ver genoeg achter de optische horizon gelegen is, nog slechts één term noodig. Wanneer deze eene term voldoende is, is de berekening vrij eenvoudig. In het geval, dat zender en ontvangpunt beide op het aardoppervlak gelegen zijn, verkrijgt men de volgende formule voor het veld in millivolt per meter in een ontvangpunt, gelegen op een afstand van D km van een zender, die P kW energie uitstraalt:

$$E_{\mathrm{mV/m}} = \frac{300\sqrt{P_{\mathrm{kW}}}}{D_{\mathrm{km}}} \cdot f(\lambda, \sigma, \varepsilon, D), \quad . \quad . \quad (1)$$

waarin f een functie is, die afhangt van de golflengte λ, de geleidbaarheid σ en diëlectriciteitsconstante ε van de aardbodem, en van de afstand [3]). De functie f heeft in ons geval bij benadering de gedaante:

$$f(\lambda, \sigma, \varepsilon, D) = \\ = 0{,}2905 \frac{\sqrt{D_{\mathrm{km}}}}{\lambda_{\mathrm{m}}^{1/3}} \frac{e^{-0{,}0537\,\beta\, D_{\mathrm{km}}/\lambda_{\mathrm{m}}^{1/3}}}{\sqrt{\alpha^2 + \left(\beta - \frac{9{,}75 \cdot 10^{-9}}{\sigma_{\mathrm{EME}}\,\lambda_{\mathrm{m}}^{5/3}}\right)^2}}, \quad . \quad (2)$$

waarbij α en β grootheden zijn, die bij gegeven λ en σ uit de in *fig. 3* weergegeven grafische voorstelling afgeleid kunnen worden. De grootheden α en β hangen wel af van σ, maar niet van de dielectriciteitsconstante ε, zoodat ε in de hier gegeven benadering van de functie f niet optreedt. Bij de afleiding is dan ook de aarde als een geleider beschouwd, of wel de in de aarde opgewekte verplaatsingsstroomen zijn verwaarloosd ten opzichte van de geleidingsstroomen, hetgeen door de hierna volgende tweede voorwaarde wordt uitgedrukt. Het verschil tusschen de strenge oplossing en formule (1) blijft binnen 10%, wanneer voldaan wordt aan de volgende voorwaarden:

1e) De afstand D_{km} van zender tot ontvangpunt is grooter dan $40 \cdot \lambda_{\mathrm{m}}^{1/3}$.

2e) Deze zelfde afstand D_{km} is kleiner dan

$$0{,}6 \cdot 10^{14} \cdot \frac{\sigma_{\mathrm{EME}}\,\lambda_{\mathrm{m}}^{4/3}}{\varepsilon}.$$

Deze beperking is vooral van belang voor lange golven bij voortplanting over zeeën (waarbij ε de zeer hooge waarde 80 heeft) als ook voor korte golven bij voortplanting over slecht geleidende grond (σ_{EME} van de orde van grootte 10^{-14}).

3e) Zender en ontvangpunt beide op de grond.

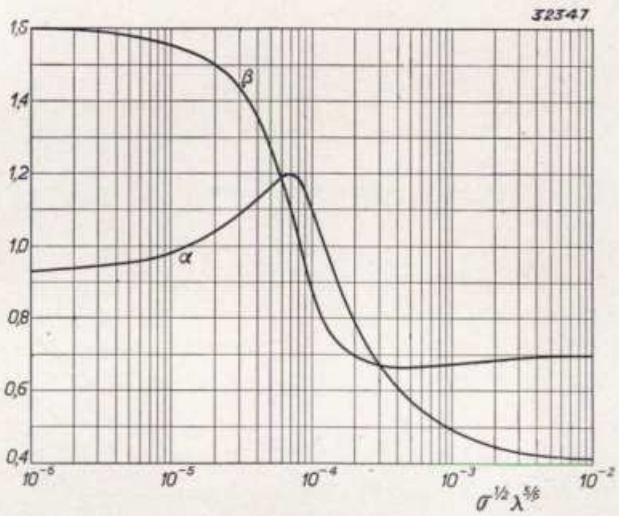


Fig. 3. De coëfficienten α en β van vergelijking (2) als functie van $\sigma_{\mathrm{EME}}^{1/3}\,\lambda_{\mathrm{m}}^{5/6}$, waarbij σ de geleidbaarheid van de bodem en λ de golflengte.

De factor $300\sqrt{P_{\mathrm{kW}}}/D_{\mathrm{km}}$, die in verg. (1) en (1*) optreedt, geeft het veld aan, zooals dit zou zijn, wanneer de aarde vlak en tevens oneindig geleidend was, of, hetgeen op hetzelfde neerkomt, alle op haar oppervlak vallende straling zou reflecteeren. De factor $f(\lambda, \sigma, \varepsilon, D)$ beschrijft de afwijkingen, die ontstaan door de bolvorm van de aarde en doordat de aarde niet alle er op vallende straling reflecteert, maar een gedeelte gebroken wordt naar het inwendige van de aarde. De bolvorm maakt, dat wanneer, zooals hier ondersteld, zender en ontvanger beide op de grond geplaatst zijn, het veld eigenlijk alleen door buiging van de door de zender uitgestuurde golven het ontvangpunt kan bereiken. Het is evenwel zoo, dat in het algemeen het afnemen van het veld door absorptie overweegt over de afname, ontstaande doordat er een steeds grootere buiging van de stralen noodig is om het ontvangpunt nog te bereiken. Voor korte golven is de in-

---

[3]) De vorm van de formule is aangepast bij de reeds vroeger door een der schrijvers (Balth. van der Pol, Z. Hochfrequenztechn. **37**, 152, 1931) afgeleide formule voor een vlakke aarde. In dat geval verkrijgt men in plaats van (1):

$$E_{\mathrm{mV/m}} = \frac{300\sqrt{P_{\mathrm{kW}}}}{D_{\mathrm{km}}} \cdot f(\varrho), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1^*)$$

waarin de „numerieke afstand" ϱ gegeven is door

$$\varrho = \frac{\pi \cdot 10^{-9}\, D_{\mathrm{km}}}{6\,\sigma_{\mathrm{EME}}\,\lambda_{\mathrm{m}}^2}$$

en

$$f(\varrho) = \frac{2 + 0{,}3\,\varrho}{2 + \varrho + 0{,}6\,\varrho^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1^{**})$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vloed van de kromming der aarde zelfs nog gering, wanneer het veld door absorptie reeds zoo sterk afgenomen is, dat het voor de practijk niet meer bruikbaar is.

Ook kan men de verandering nagaan, die het veld ondergaat, wanneer bij gelijk blijvende afstand D van zender tot ontvangpunt, één van beide of beide tegelijk omhoog gebracht worden. Voor afstanden ver achter de horizon van de zender wordt het veld dan bij benadering vermenigvuldigd met een factor, die onafhankelijk is van de afstand D en alleen wordt bepaald door de hoogten van zender en ontvanger boven de aarde. Men spreekt daarom van de hoogtefactor. Deze factor is verder het product van een factor, die de invloed van het omhoogbrengen van de zender beschrijft en een overeenkomstige factor voor de ontvanger. Als voorbeeld geven we *fig. 4*, waarin het veld in microvolt/meter aangegeven is voor een zender van 1 kW uitgestraalde energie en een golflengte van 7 m, waarbij voor de electrische constanten van de aarde ten eerste gemiddelde waarden: $\sigma_{\mathrm{EME}} = 10^{-13}$ en $\varepsilon = 4$; ten tweede ideale waarden: $\sigma = \infty$, zijn ondersteld. De figuur is niet met een benaderingsformule volgens verg. (1) uitgerekend, maar met behulp van strenge reeksontwikkelingen, die wij in dit artikel niet in formules weergeven. De krommen $h_1 = 0$ hebben betrekking op het geval, dat zender en ontvanger beide op de grond staan, de krommen $h_1 = 100$ m op het geval, dat een van beide zich op 100 m boven de grond en de ander zich op de grond bevindt. Een algemeene stelling leert namelijk, dat men hetzelfde veld behoudt, wanneer zender en ontvanger van plaats verwisseld worden; in dit geval is het daarom onverschillig of men zich de zender of de ontvanger op 100 m hoogte denkt.

In deze figuur worden drie algemeene kenmerken van de voortpatlanting van electrische golven duidelijk geïllustreerd:

1e) *Het optreden van de hoogtefactor*, die maakt, dat voor grootere afstanden D de verhouding van de veldsterkten voor $h_1 = 100$ m en $h_1 = 0$ in eerste benadering onafhankelijk is van de afstand D zelf; in het hier gegeven exact doorgerekende voorbeeld varieert voor alle afstanden $D_{\mathrm{km}} > 2$ deze verhouding niet sterker dan tusschen de waarden 25 en 35.

2e) *De invloed van de aardweerstand*. Hiertoe zijn bovenaan in dezelfde grafiek aangegeven de velden, die men voor dezelfde zender van 1 kW en dezelfde golflengte van 7 m zou verkrijgen, wanneer de aarde oneindig geleidend of volkomen reflecteerend was. Ook hier hebben we weer naast elkaar de krommen voor zender en ontvanger beide op de grond ($h_1 = 0$) of voor een van beide op 100 m hoogte ($h_1 = 100$ m). Hier is blijkbaar de invloed van het omhoogbrengen van zender of ontvanger veel geringer, terwijl de velden zelf veel grooter zijn geworden, omdat de aarde haar absorbeerende invloed nu niet laat gelden, doch alleen de invloed van haar kromming, die zooals we reeds opmerkten, in het algemeen veel geringer is. Voor de practijk kunnen we daarom zeggen, dat het omhoogbrengen van zender of ontvanger of van beide op grootere afstanden in de eerste plaats beteekent een gedeeltelijk compenseeren van de verzwakking, die het veld door de absorptie ondervindt, en in veel mindere mate een compenseeren van de verzwakking die het veld tengevolge van de bolvorm van de aarde ondergaat.

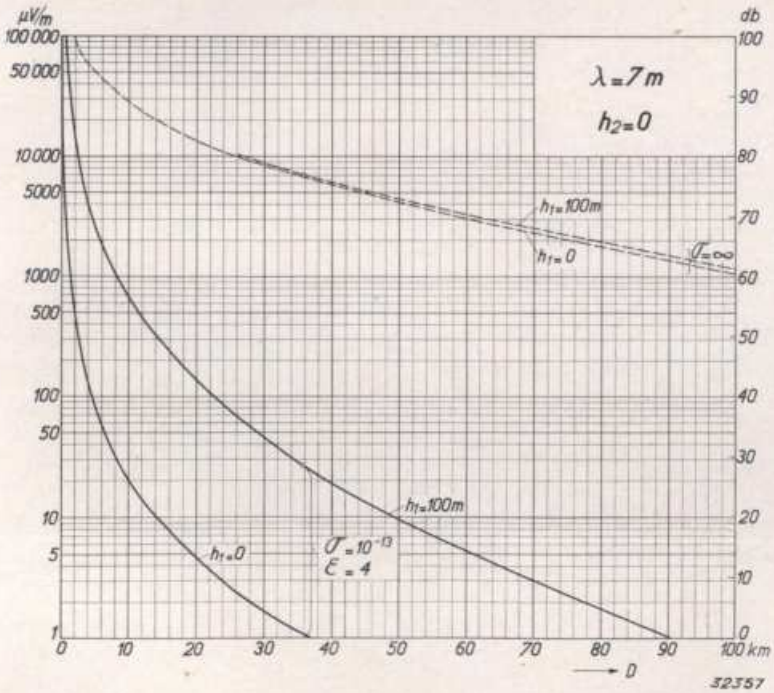


Fig. 4. Sterkte van een zenderveld aan het aardoppervlak als functie van de afstand, voor een zender met een vermogen van 1 kW en een golflengte van 7 m. h_1 is de hoogte van de zender boven het aardoppervlak, σ en ε zijn resp. het geleidingsvermogen en de diëlectrische constante van de bodem.

3e) *De invloed van de horizon;* de krommen voor $h_1 = 100$ m verloopen geheel continu in het punt $D_{\mathrm{km}} = 35{,}7$; dit is het punt, waarin de optische horizon van de zender gepasseerd wordt. Er is dus zelfs voor deze ultrakorte golven geen sprake van een plotseling sterk afnemen van het veld, wanneer de ontvanger achter de optische horizon van de zender komt te liggen, m.a.w. er is geen sterke schaduwwerking van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de aarde. Men moet bedenken, dat zelfs de kortste golflengten, die in de radiotechniek gebruikt worden, nog zeer lang zijn ten opzichte van de golflengten uit de optica, die natuurlijk wel een sterke schaduwwerking ondervinden. Theoretisch kan men in het optische geval de exacte schaduwwerking ook vinden, door in de buurt van de optische horizon een voldoend aantal termen te sommeeren van de reeks, die ontstond door omvorming van de oorspronkelijke reeks van bolfuncties; de formule (1), die met de eerste term van deze reeks overeenkomt, is dan reeds lang geen goede benadering meer.

Om duidelijk aan te geven, dat een geprononceerd schaduweffect eerst bij veel kortere golflengten, namelijk van de orde van 1 cm, zou optreden, hebben we in *fig. 5* voor een oneindig geleidende aarde en weer voor een zenderhoogte van 100 m uitgezet de factor E/E_{pr}, die aangeeft, hoeveel het veld E_{pr} van een vrij in de ruimte geplaatste zender voor verschillende golflengten vergroot of verkleind wordt door aanwezigheid van de aarde en wel als functie van de afstand D. Vlak bij de zender bedraagt dit verhoudingsgetal 2, doordat de samenwerking van de directe met de tegen de aarde gereflecteerde golven het veld verdubbelt. Bij een sterk schaduweffect zouden de krommen achter het horizonpunt bij $D_{km} = 35{,}7$ zeer plotseling sterk omlaag moeten gaan, doch we zien, dat dit niet het geval is voor de golflengten van 7 m en 0,7 m, die in de radiopractijk nog voorkomen. Voor nog kortere golven krijgt men, zooals de figuur aangeeft, inderdaad een zeer scherp afsnijden van het veld achter de horizon, en gaat dan over naar de conditie, die wij bij optische golven gewend zijn. Het schaduweffect zou voor de gebruikelijke radiogolven bovendien nog geringer worden, wanneer men het eindige geleidingsvermogen van de aarde in rekening bracht; immers, dit maakt, dat het schaduweffect, dat een gevolg is van de bolvorm, nog minder duidelijk wordt door de daarnaast optredende verschijnselen, die het gevolg zijn van de sterke absorptie door de aarde. Dit schaduweffect wordt evenwel sterker, wanneer zender en ontvanger beide boven de grond geplaatst zijn, zooals nog zal blijken uit een vergelijking van de fig. 7 en 8. Bezien wij echter eerst nader het veld vóór de horizon.

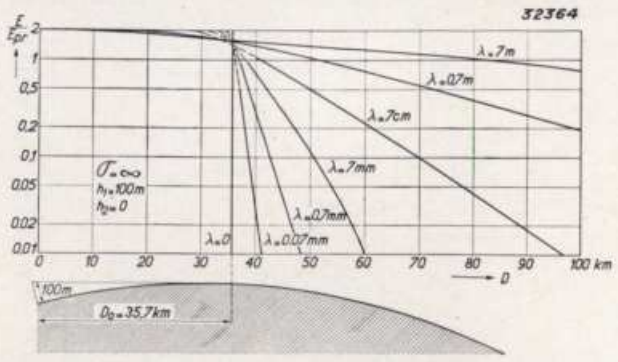


Fig. 5. Verhouding van de veldsterkte E aan het aardoppervlak tot de veldsterkte E_{pr}, die bij afwezigheid van de aarde zou optreden, als functie van de afstand D van de zender voor verschillende golflengten. In het beschouwde geval van een zenderhoogte van 100 m en oneindig groote geleidbaarheid van de bodem constateert men pas bij golflengten korter dan enkele mm duidelijk het optreden van een schaduwgrens (horizon).

Berekening van het veld op geringe afstanden van de zender (vóór en boven de horizon)

Evenals voor het licht de geometrische optica, die rekent met zich rechtlijnig voortplantende lichtstralen, zeer goede benaderingen levert, zoolang men niet punten te dichtbij de schaduwgrens of in de schaduw van de lichtbronnen beschouwt, geldt het overeenkomstige bij de voortplanting van radiogolven. Voor afstanden dicht bij de zender (ver vóór de optische horizon) is het veld te beschouwen als te ontstaan uit een straal ZP (*fig. 6*), die rechtstreeks uit de zender Z het ontvangpunt P bereikt, en een straal ZTP, die onderweg in T wordt gereflecteerd tegen het aardoppervlak. Eigenlijk dringen er ook stralen bij T in de aarde door, maar deze worden zeer snel geabsorbeerd, zoodat zij verwaarloosd kunnen worden (vgl. fig. 2).

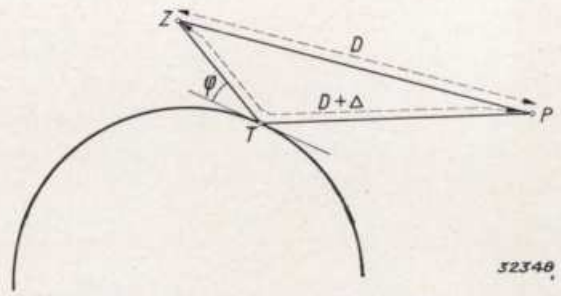


Fig. 6. Het veld in het punt P, bewerkstelligd door de zender Z, is afkomstig van een directe golf en een golf, die bij T aan het aardoppervlak wordt gereflecteerd.

In de geometrisch optische benadering zou men bij het veld, afkomstig van de rechtstreeksche straal, moeten optellen het veld, afkomstig van de gereflecteerde straal; deze laatste komt echter met een faseverschil ten opzichte van de rechtstreeksche straal in P aan, doordat zij een weg heeft afgelegd, die de afstand $ZT + TP - ZP = \Delta$ langer is dan die van de rechtstreeksche straal. Bovendien werd zij in T door de reflectie verzwakt en in fase gedraaid; aldus vindt men voor de verhouding van het veld met en zonder aanwezigheid van de aarde:

$$\frac{E}{E_{pr}} = |1 + R \cdot e^{2\pi i \Delta/\lambda}| \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

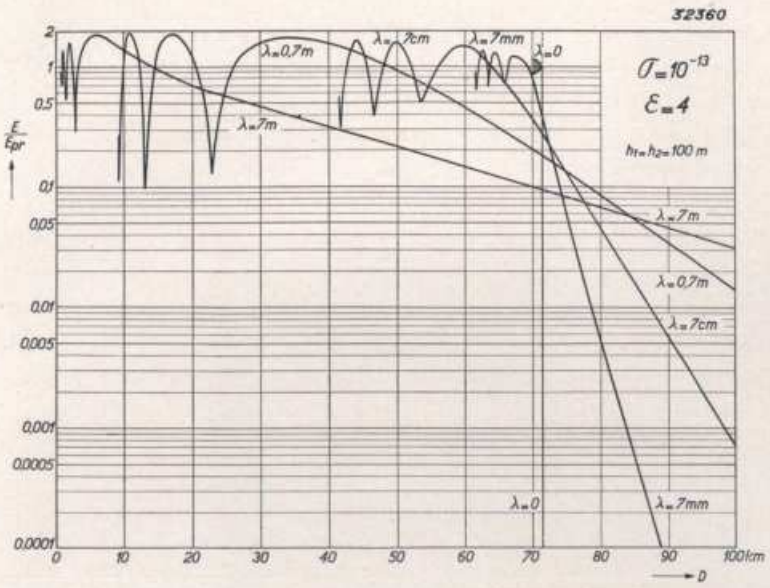


Fig. 7. Verhouding van de veldsterkte E langs een lijn door de zender evenwijdig aan het aardoppervlak tot de veldsterkte E_{pr}, welke bij afwezigheid van de aarde zou optreden. Het oscilleerende verloop is een gevolg van interferenties tusschen de directe en de gereflecteerde golf. Bij golven korter dan 1 cm blijkt duidelijk de invloed van de optische horizon. De krommen hebben betrekking op gemiddelde electrische eigenschappen van de normale aardbodem ($\sigma_{EME} = 10^{-13}$, $\varepsilon = 4$).

De hierin voorkomende complexe reflectiecoëfficient R hangt af van de hoek φ, waaronder de radiogolf invalt op het aardoppervlak en verder van de electrische constanten van de aarde. Bij verplaatsing van het punt P, verandert de ligging van punt T, daarmee de waarde van φ en dus ook de reflectiecoëfficient. Wanneer de ontvanger niet al te dicht bij de zender ligt, is φ zeer klein en kan men rekenen met een reflectiecoëfficient behoorende bij scherende inval ($\varphi = 0$); de sterk absorbeerende eigenschappen van de aarde maken dan nog, dat bij benadering $R = -1$ gesteld mag worden, dwz. dat de aarde in de aankomende golf de fase omkeert (voor een volkomen reflecteerende aarde zou daarentegen $R = +1$ zijn).

In deze beschouwing is echter de invloed van de bolvorm van de aarde geheel verwaarloosd. Men kan nu, uitgaande van de oorspronkelijke reeks in bolfuncties, door een andere omvorming dan gebruikt werd voor groote afstanden (nl. door een benadering volgens de zg. meerdimensionale passmethode) de geometrisch optische benadering terugvinden, en vindt dan bovendien:

1e) dat de reflectiecoëfficient R iets gewijzigd wordt als gevolg van de bolvormigheid der aarde tot een nieuwe grootheid R',

2e) dat de intensiteit van de gereflecteerde golf nog met een extra factor δ, de divergentiefactor, vermenigvuldigd moet worden. Deze factor is een getal kleiner dan 1, en brengt het feit in rekening, dat een smal stralenbundeltje, dat tegen de ronde aarde gereflecteerd wordt, na de reflectie een grootere spreiding verkrijgt dan een bundeltje, dat op dezelfde plaats tegen een vlak onderstelde aarde gereflecteerd zou zijn; de divergentiefactor is dan ook een geheel geometrische grootheid en hangt niet af van de golflengte en de electrische constanten van de aarde. De hiermede gecorrigeerde juiste geometrisch optische benadering wordt daardoor in plaats van (3):

$$\frac{E}{E_{pr}} = |1 + \delta \cdot R' e^{2\pi i \Delta/\lambda}| \quad \cdot \cdot \quad (4)$$

Wanneer evenwel zender of ontvanger op de aarde ligt, doet zich deze extra-divergentie van de gereflecteerde golf niet gelden en moet $\delta = 1$ genomen worden.

De aanwezigheid van de gereflecteerde straal heeft tot gevolg, dat wanneer zender en ontvanger beide boven de grond zijn geplaatst, interferentieverschijnselen optreden, doordat de rechtstreeksche en de gereflecteerde golf bijv. met gelijke fase of in tegengestelde fase aankomen in het ontvangpunt, en elkaar dus gedeeltelijk zullen versterken of verzwakken. Wanneer, zooals vaak in de elementaire literatuur wordt gedaan, de invloed van de divergentie wordt verwaarloosd en de reflectiecoëfficient -1 wordt genomen, zou men interferentiemaxima verkrijgen op de plaatsen, waar $\Delta = {}^1/_2\lambda, {}^3/_2\lambda, \ldots$ en minima daar, waar $\Delta = \lambda, 2\lambda, \ldots$ en bovendien zou het veld in de minima nul zijn. Het feit, dat de reflectiecoëfficient niet exact -1 is, maar vooral de invloed van de divergentiefactor, maken dat nooit de rechtstreeksche en gereflecteerde golf elkaar volkomen zullen uitdooven (zelfs niet, wanneer de bovengeschetste geometrisch optische benadering de strenge uitdrukking voor het veld was). Beide verschijnselen maken, dat eenerzijds de maxima en minima minder geprononceerd worden, en dat anderzijds hun ligging iets wordt verschoven.

Men kan nu als bijzonder geval beschouwen de toestand, waarbij zender en ontvanger ieder op een vaste hoogte boven de aarde zijn geplaatst, en dan het veld als functie van hun onderlinge afstand bepalen. Is de ontvanger dicht bij of achter de horizon van de zender gelegen, dan moet men rekenen met de reeks, waarvan formule (1) de eerste term was; ligt de ontvanger voldoende ver vóór de optische horizon, dan blijkt deze

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

reeks — zoo wees een uitvoerig onderzoek uit — nauwkeurig over te gaan in de geometrisch optische formule (4) en voor nog kortere afstanden kan men de berekening dan met deze formule voortzetten. Deze berekening hebben we uitgevoerd voor een hoogte van 100 m van zender en ontvanger, en voor de electrische constanten $\sigma_{EME} = 10^{-13}$ en $\varepsilon = 4$ van de aarde, die passen bij een gemiddelde bodemgesteldheid van de grond. We hebben als resultaat in *fig. 7* voor verschillende golflengten het verhoudingsgetal E/E_{pr} uitgezet, de grootheid, die zooals we boven zagen, maximaal 2 kon bedragen (wanneer de aarde vlak en volkomen reflecteerend zou zijn). Duidelijk toont deze grafiek het optreden van de interferentie-maxima en -minima in het gebied gelegen vóór de optische horizon, dat, doordat nu zender en ontvanger beide op 100 m hoogte opgesteld zijn, een lengte heeft van $2 \cdot 35{,}7 = 71{,}4$ km. Ook hier zien we weer, dat in tegenstelling met sommige beweringen zelfs voor de kortste golflengten, die nog in de radiotechniek voorkomen, niet gesproken kan worden van een scherpe schaduwwerking bij het passeeren van de optische horizon. Wel ziet men, dat het snellere afnemen van het veld achter de horizon reeds vóór de horizon begint en wel ongeveer bij het laatste interferentiemaximum (het maximum, het dichtst bij de horizon gelegen), terwijl de helling van de kromme verder heel weinig verandert bij het overgaan naar het schaduwgebied. Het laatste maximum ligt des te dichter bij de horizon, naarmate de golflengte korter wordt; in het limietegeval van een golflengte 0 zou het veld bij de horizon verdwijnen.

Tenslotte geven we in *fig .8* voor dezelfde electrische constanten van de aarde en dezelfde golflengten de overeenkomstige krommen voor het geval, dat alleen de zender op 100 m hoogte geplaatst is en de ontvanger op de grond. In dit geval treden de genoemde interferentieverschijnselen natuurlijk niet op, want de rechtstreeksche en de gereflecteerde golf komen nu zonder faseverschil in het ontvangpunt aan. Deze figuur geeft een verband tusschen dezelfde grootheden als de vroegere fig. 5 voor oneindig geleidingsvermogen gaf.

Algemeene resultaten voor zender en ontvanger beide op de grond *(geheele golflengtegebied en afstanden tot 2000 km)*

Voor het geval van voortplanting over zeewater (electrische constanten $\varepsilon = 80$, $\sigma_{EME} = 4 \cdot 10^{-11}$) en voor voortplanting over land van ongeveer gemiddelde bodemgesteldheid ($\varepsilon = 4$, $\sigma_{EME} = 10^{-13}$) werden de velden berekend als functie van de afafstand D voor 19 verschillende golflengten, varieerend tusschen 1 m en 20 000 m. De krommen zijn berekend met behulp van reeksontwikkelingen, die verschillend zijn voor verschillende afstanden. In de *figuren 9, 10, 11* en *12* zijn de velden weergegeven, uitgedrukt in microvolt/meter voor een zender van 1 kW uitgestraalde energie. In de figuren 9 en 11 zijn de velden tot op afstanden van 2000 km van de zender aangegeven, in de figuren 10 en 12 op grootere schaal slechts tot afstanden van 200 km. De gestippelde lijn bovenaan in de grafieken stelt het veld voor, zooals het zou zijn, wanneer de aarde vlak en volkomen reflecteerend was.

Uit deze figuren blijkt duidelijk, dat vooral voor kortere golflengten het veld bij voortplanting over land veel sneller verzwakt wordt dan bij voortplanting over zeewater; dit wordt vooral veroorzaakt, doordat in het eerste geval de golven tijdens hun voortplanting onderweg veel sterker geabsorbeerd worden, en, zooals reeds gezegd, is de invloed van deze absorptie in het algemeen veel belangrijker dan de invloed van de aardkromming. Hoe beter de bodem geleidend is, des te minder is in het algemeen deze absorptie en des te grooter onder overigens gelijke omstandigheden het veld. Een uitzondering op deze regel bestaat alleen voor groote afstanden bij zeer lange golflengten; hier kan bij beter geleidingsvermogen de voortplanting iets slechter worden. We kunnen uit de figuren 9 en 11

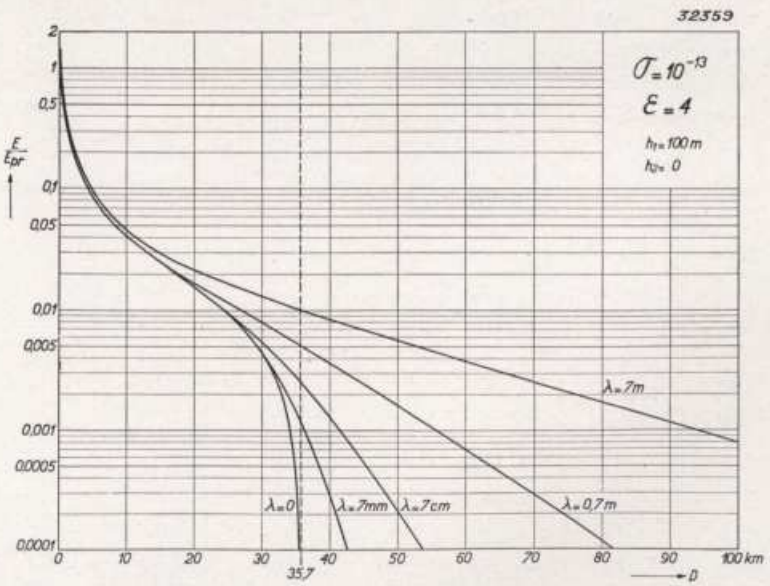


Fig. 8. Verhouding E/E_{pr} langs het aardoppervlak met een zenderhoogte $h_1 = 100$ m voor normale aardbodem ($\sigma_{EME} = 10^{-13}$, $\varepsilon = 4$, vgl. hiertoe fig. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

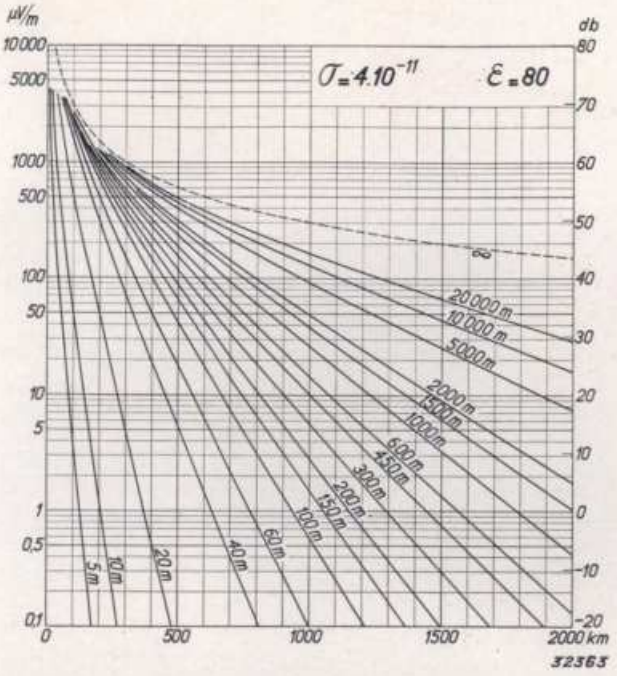


Fig. 9. Veldsterkte van een zender boven zeewater ($\sigma_{EME} = 4 \cdot 10^{-11}$, $\varepsilon = 80$) tot afstanden van 2000 km voor een uitgestraald vermogen van 1 kW (zender vlak boven het water).

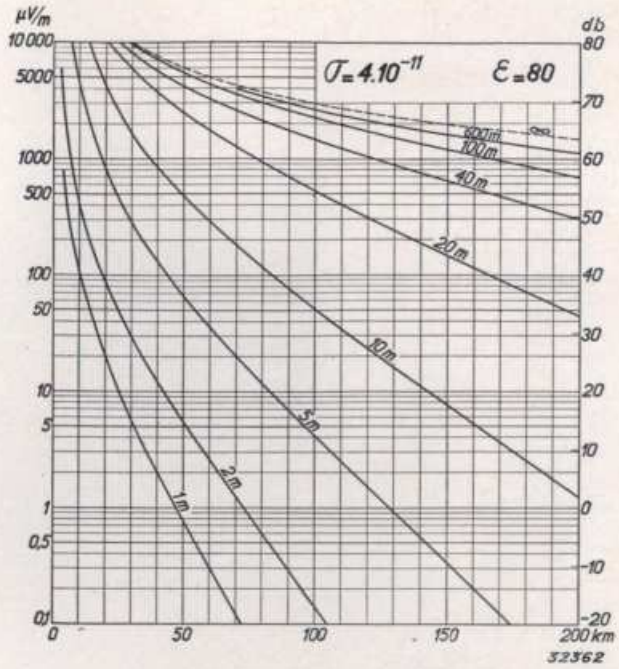


Fig. 10. Hetzelfde als fig. 9, echter op grootere schaal tot afstanden van 200 km.

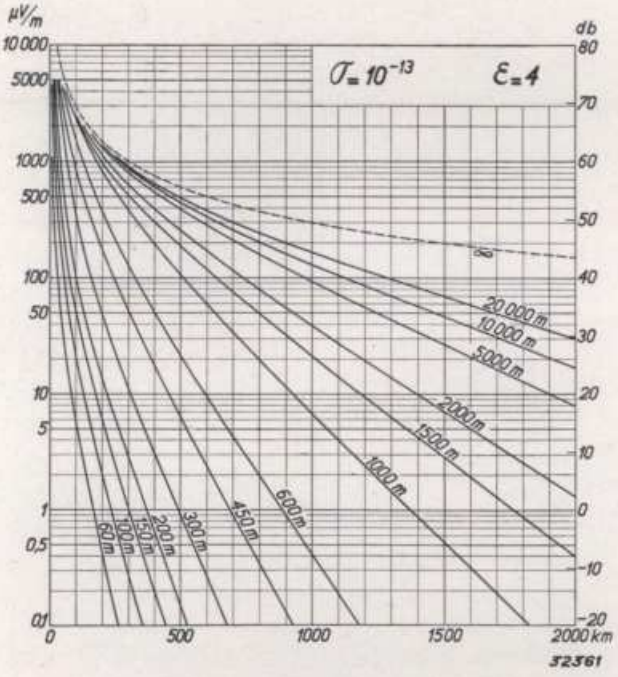


Fig. 11. Veldsterkte van een zender op een aardoppervlak met gemiddelde bodemgesteldheid ($\sigma_{EME} = 10^{-13}$, $\varepsilon = 4$) tot afstanden van 2000 km voor een uitgestraald vermogen van 1 kW.

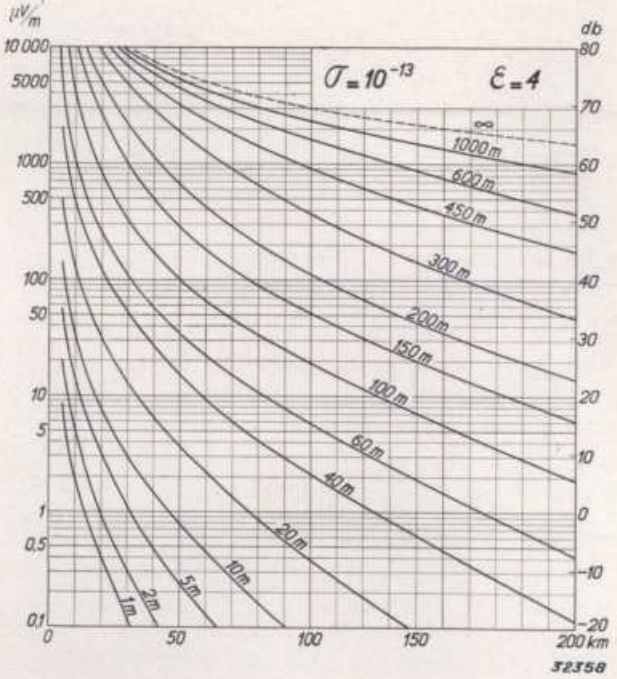


Fig. 12. Hetzelfde als fig. 11, echter op grootere schaal tot afstanden van 200 km.

bijv. aflezen, dat voor $D = 2000$ km het veld voor $\lambda = 20$ km bij voortplanting over land 4% grooter is dan bij voortplanting over zeewater. In het algemeen bestaat er nl. bij gegeven golflengte een geleidingsvermogen, dat voor groote afstanden de beste voortplanting geeft en dat weergegeven wordt door de formule:

$$\sigma_{EME} = \frac{2{,}25 \cdot 10^{-7}}{\lambda_m^{5/3}}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Zoowel wanneer bij vastgehouden golflengte en afstand het geleidingsvermogen kleiner, als wanneer het grooter wordt dan dit bedrag, wordt de veldsterkte kleiner; dit maximum in de veldsterkte is echter zeer onscherp. Voor niet te lange golven liggen de werkelijk bestaande geleidingsvermogens in het algemeen beneden deze waarde en zou men dus een verbetering van de voortplanting verkrijgen, wanneer de bodem beter geleidend kon worden gemaakt.

We willen besluiten met de opmerking dat, al moesten voor deze berekeningen tamelijk verstrekkende vereenvoudigingen ingevoerd worden, toch in het meerendeel der practische gevallen de experimenteele veldmetingen, althans wat de orde van grootte betreft, met de hierboven gegeven theorie in overeenstemming blijken te zijn.

LITERATUUR

Behalve door de schrijvers werden in de laatste tijd numerieke resultaten betreffende de uitbreiding van radiogolven over een gekromd aardoppervlak ook verkregen door:

Eckersley en Millington, Proc. Roy. Soc. London A **136**, 499, 1932; Phil. Trans. **237**, 273, 1938; Phil. Mag. **27**, 517, 1939.

Wwedensky, Techn. Phys. U.S.S.R. **2**, 624, 1935; **3**, 915, 1936; en **4**, 579, 1937.

Een overzicht van de theoretische beschouwingen en experimenteele gegevens over het geheele gebied van de golfvoortplanting vindt men voorts in het Report of Committee on Radio Wave Propagation, uitgegeven door het International Consultative Committee for Radio Communications (C.C.I.R.), dat ook gepubliceerd werd in Proc. Inst. Rad. Eng. **26**, 1193, 1938.

DRUKCONDENSATOREN

door C. de LANGE.

621.319.46

Bij wisselstroomcondensatoren met een diëlectricum van papier geïmpregneerd met olie kan men, door de olie onder druk te zetten, de toelaatbare veldsterkte verhoogen en daarmee het op te nemen wattloos vermogen per eenheid van volume opvoeren. De werking van de drukverhooging wordt in dit artikel uiteengezet, en de constructie der drukcondensatoren wordt beschreven.

In een vroeger artikel in dit tijdschrift [1]) is een beschrijving gegeven van de constructie van sterkstroomcondensatoren, die vooral toegepast worden ter verbetering van de arbeidsfactor in wisselstroomnetten. Deze condensatoren worden opgebouwd uit elementen, bestaande uit aluminiumfolies, die met een tusschenlaag van papier opgewikkeld zijn. De spanning V, waarop het element mag worden belast, hangt af van de dikte d van het diëlectricum, want V/d mag de voor het diëlectricum maximaal toelaatbare veldsterkte niet overschrijden. Door de dikte d van het diëlectricum is ook, bij gegeven volume van het element, de capaciteit C bepaald. Bij een hoekfrequentie ω van de wisselstroom neemt het element een wattloos vermogen W op:

$$W = V^2 \omega C \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Practisch worden elementen vervaardigd met een diëlectricum van 20 tot 60 μ dikte, een capaciteit van 1 tot 2 μF en een vermogen W van eenige tientallen VA.

Hoe grooter het op te nemen wattloos vermogen, des te belangrijker wordt het, om het vermogen W per element zoo hoog mogelijk op te voeren, teneinde met een redelijk aantal elementen, dwz. met een condensatorbatterij van niet overmatig groote afmetingen uit te komen en voor het opstellen met een niet te groote ruimte te kunnen volstaan. Een vergrooting van W in een element van bepaalde afmetingen is, bij gegeven diëlectriciteitsconstante, te bereiken door een verhooging van de toelaatbare veldsterkte in het diëlectricum. Deze brengt immers bij eenzelfde dikte van het diëlectricum (capaciteit C) een toename van de toelaatbare spanning V met zich mede en daarmee volgens (1) een kwadratische toename van W.

Bij de op wisselspanning werkende papiercondensatoren kan nu inderdaad een verhooging van de toelaatbare veldsterkte, die normaal ongeveer 10 V/μ bedraagt, verkregen worden door de geheele condensator onder druk te zetten. In het navolgende willen we uiteenzetten, waarop deze verhooging der toelaatbare veldsterkte berust, en daarna een korte beschrijving van de volgens dit principe ontwikkelde drukcondensatoren geven.

[1]) Philips techn. T. **1**, 178, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Beperking van de toelaatbare veldsterkte

Papier is geen homogene stof, maar een samenstel van vezels, waartusschen zich talrijke microscopisch kleine holten en kanalen bevinden. In normale toestand bevat het papier in deze holten aanzienlijke hoeveelheden lucht en vocht. Deze moeten worden verwijderd alvorens het papier in condensatoren wordt verwerkt, want de zuurstof uit de lucht zou de bekleedsels en andere onderdeelen aantasten, terwijl het water nadeelig zou zijn voor de isolatie en met het oog op de diëlectrische verliezen en bovendien door electrolyse gassen zou gaan ontwikkelen. Het verwijderen van lucht en vocht geschiedt door het papier grondig in vacuum te ontgassen. Daarna wordt het papier geïmpregneerd, dwz. de holten worden met een geschikte stof, in ons geval olie, opgevuld.

Niettegenstaande deze maatregelen blijven er steeds nog zeer kleine hoeveelheden lucht in holten in het diëlectricum achter. Dit heeft tot gevolg, dat de maximaal toelaatbare veldsterkte in het diëlectricum niet eenvoudig uit de doorslagvastheid van de papiervezels resp. van de olie afgeleid mag worden. De toelaatbare veldsterkte wordt immers door de zwakste gedeelten van het diëlectricum beperkt, en in de gaslaagjes, die in de holten aanwezig zijn, kunnen reeds bij kleinere veldsterkte dan in het overige diëlectricum ongewenschte verschijnselen, met name ionisatie en doorslag in de holte optreden. Deze verschijnselen hebben een plaatselijke oververhitting tot gevolg, die tot een verkoling kan leiden. De ontstane verzwakking van het diëlectricum woekert voort, totdat hier tenslotte doorslag tusschen de bekleedsels optreedt [2]). Het is dus noodzakelijk, de veldsterkte voldoende laag te houden, om de genoemde verschijnselen te vermijden.

Invloed van de druk

De veldsterkte, waarbij in een gaslaagje doorslag kan optreden, hangt o.a. af van de gasdruk. Men vindt, dat in een homogeen veld de doorslagspanning V_D bepaald wordt door het product van de druk p en de dikte h van de gaslaag (dikte van de holte). Het verband tusschen V_D en ph wordt gegeven door de kromme van Paschen, die in *fig. 1* geteekend is. De kromme vertoont een minimum [3]), waarbij $V_D = V_I$; voor lucht is V_I = ca. 345 V.

Bij spanningen lager dan V_I kan bij geen enkele waarde van ph doorslag optreden. Bij een spanning hooger dan V_I echter treedt, wanneer we een bepaalde laagdikte h_0 onderstellen, in het geheele gebied tusschen twee verschillende drukken p_1 en p_2 doorslag op, zie fig. 1. Men kan de doorslag vermijden door bij de gegeven spanning en laagdikte de druk in het gas kleiner dan p_2 of grooter dan p_1 te maken. Op deze wijze kan dus de toelaatbare veldsterkte in de met gas gevulde holten en daarmee in het geheele diëlectricum verhoogd worden.

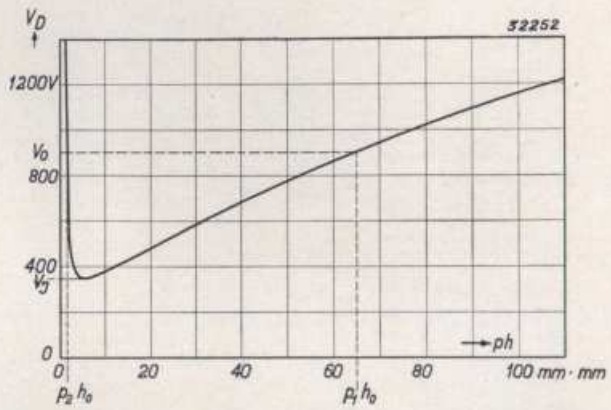


Fig. 1. Kromme van Paschen voor lucht (voor stikstof geldt practisch dezelfde kromme). De kromme geeft het verband tusschen de doorslagspanning V_D en het product ph van de druk p en de electrodenafstand h (holtedikte). Bij een gegeven afstand h_0 en een spanning $V_0 > V_I$ treedt doorslag op, wanneer de druk tusschen p_1 en p_2 ligt.

De eerstgenoemde mogelijkheid, de keuze van een voldoend lage druk, komt practisch niet in aanmerking, daar geen zekerheid bestaat, dat geen gasbellen met te hooge druk achtergebleven zijn. Men kiest dus de tweede weg, waarbij een voldoend hooge druk wordt toegepast om in alle gevallen doorslag in de gasresten te vermijden. Het gedeelte van de kromme van Paschen, links van het minimum, kunnen we voor hetgeen volgt geheel buiten beschouwing laten.

Bepaling van de vereischte druk

Voor een bepaald geval is de spanning V op het condensatorelement en de dikte d van het diëlectricum als gegeven te beschouwen. De dikte h van de gaslaag in een holte in het diëlectricum echter kan varieeren tusschen 0 en d. De druk moet zoo hoog gekozen worden, dat voor elke holte $0 < h < d$ de doorslagspanning V_D hooger wordt dan de op de holte staande spanning V_h.

Aangezien op een holte, die de geheele afstand tusschen de bekleedsels beslaat ($h = d$), de grootst mogelijke spanning staat, nl. $V_h = V$, zou men geneigd zijn te onderstellen, dat voor deze holte het

[2]) Deze beschouwingen gelden alleen voor wisselstroombelasting. Bij gelijkstroombelasting heeft men geen last van de genoemde verschijnselen en is derhalve de toelaatbare veldsterkte aanzienlijk grooter.

[3]) Over de oorzaak van het toenemen van V_D met afnemende ph, links van het minimum, verg. bijv. dit tijdschrift **1**, 10, 1936 of **3**, 341, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

gevaar van doorslag het grootst, m.a.w. de grootste druk noodzakelijk zou zijn. Dit is echter niet het geval: voor een holte met een bepaalde dikte $h_m < d$ bereikt de druk, noodzakelijk om doorslag te vermijden, een maximum. De waarde van het maximum is als volgt te bepalen.

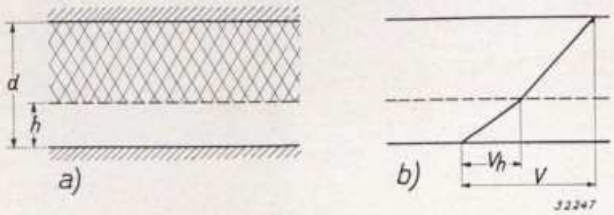


Fig. 2. a) Voor de berekening van de spanning V_h, die op een holte van de dikte h staat bij een spanning V tusschen de bekleedsels en een dikte d van het geheele diëlectricum, worden de met papier resp. gas gevulde gedeelten van het diëlectricum als twee in serie geschakelde condensatoren beschouwd.
b) Aan het grensvlak heeft het potentiaalverloop tusschen de bekleedsels een knik (de veldsterkte maakt een sprong).

Op het grensvlak tusschen het diëlectricum en een holte maakt de veldsterkte een sprong, doordat aan weerskanten van dit vlak de diëlectriciteitsconstante ε verschillend is. In het papier is $\varepsilon = \varepsilon_p$, waarvoor we de waarde 4,2 kunnen onderstellen, in het gas in de holte is $\varepsilon = 1$. Aan de hand van *fig. 2* kan de potentiaalverdeeling gemakkelijk berekend worden. De twee gedeelten ter dikte $d-h$, resp. h, worden beschouwd als twee in serie geschakelde condensatoren, met de capaciteiten C_p (:) $\varepsilon_p/(d-h)$, resp. C_h (:) $1/h$. Uit de voorwaarde, dat door beide condensatoren dezelfde verschuivingsstroom moet loopen, volgt

$$(V - V_h)\frac{\varepsilon_p}{d-h} = V_h \frac{1}{h},$$

dus

$$V_h/V = \frac{\varepsilon_p \cdot h/d}{1 + (\varepsilon_p - 1)\, h/d} \quad . \; . \; . \quad (2)$$

In *fig. 3* is de verhouding V_h/V als functie van de verhouding h/d uitgezet. Kiest men voor de parameters V en d de waarden van een bepaald geval, dan kan men de kromme, die V_h als functie van h geeft, uit fig. 3 door verandering van de schaal der coördinaten afleiden. Deze kromme kan men nu combineeren met de kromme van Paschen (fig. 1) en voor elke holtedikte h nagaan, welke waarde ph minstens moet hebben, opdat de doorslagspanning V_D grooter wordt dan de aanwezige spanning V_h. Uit de gevonden waarde $(ph)_1$ en h volgt de vereischte druk p_1. In *fig. 4* is de zoo bepaalde druk p_1 uitgezet als functie van h, voor het geval $d = 30\ \mu$ en verschillende waarden V (topwaarde van de wisselspanning). De kromme voor $V = 800\ V_{max}$ bijv. vertoont bij $h_m = 9{,}6\ \mu$ het vermelde maximum; p_1 heeft hier de waarde $p_{1m} = 2620$ mm Hg, d.i. 3,45 at. Wanneer dus de druk hooger dan 3,5 at wordt gemaakt, kan bij het onderstelde geval $d = 30\ \mu$, $V = 800$ V in geen enkele holte, die in het diëlectricum aanwezig zou kunnen zijn, ionisatie en doorslag optreden.

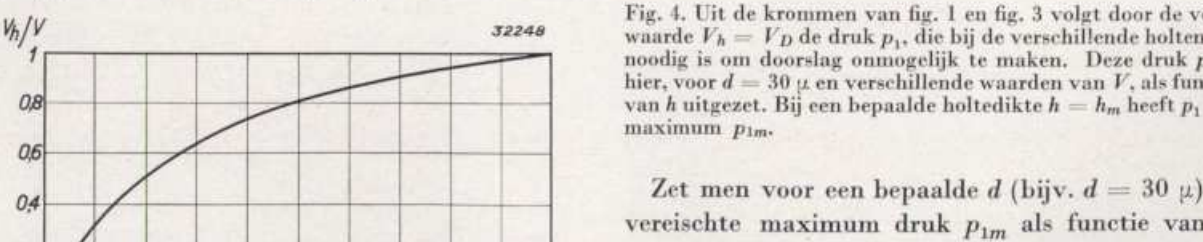


Fig. 3. De verhouding der spanningen V_h/V als functie van de verhouding h/d. De kromme levert V_h als functie van h, waarbij de becijfering der assen door de parameters V en d wordt bepaald.

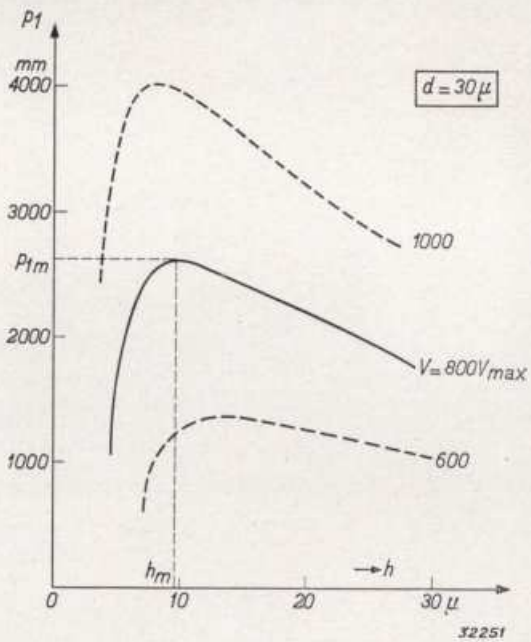


Fig. 4. Uit de krommen van fig. 1 en fig. 3 volgt door de voorwaarde $V_h = V_D$ de druk p_1, die bij de verschillende holten (h) noodig is om doorslag onmogelijk te maken. Deze druk p_1 is hier, voor $d = 30\ \mu$ en verschillende waarden van V, als functie van h uitgezet. Bij een bepaalde holtedikte $h = h_m$ heeft p_1 een maximum p_{1m}.

Zet men voor een bepaalde d (bijv. $d = 30\ \mu$) de vereischte maximum druk p_{1m} als functie van V uit, dan komt men tot een kromme als in *fig. 5*. Zij geeft aan, hoe hoog de druk gemaakt moet worden, opdat een condensatorelement met die dikte van het diëlectricum mag worden belast met een spanning V. Bij andere dikten d volgt de noodige druk eenvoudig uit het feit, dat $p_{1m} \cdot d$ voor een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

bepaalde V constant blijft. In de figuur zijn de krommen voor vier verschillende dikten van het diëlectricum geteekend.

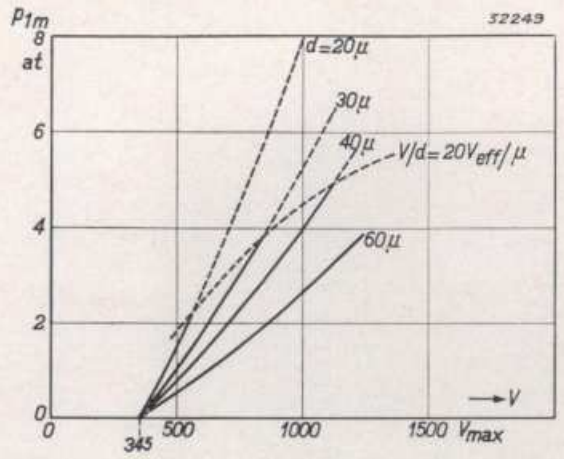


Fig. 5. De vereischte p_{1m} als functie van de spanning V (topwaarden) tusschen de bekleedsels, voor verschillende dikten d van het diëlectricum. De gestippeld aangegeven gedeelten komen voor de practijk niet in aanmerking, daar hier de veldsterkte van 20 V_{eff}/μ (zie beneden) wordt overschreden.

Het optreden van drukverschillen in het diëlectricum

Practisch wordt de vereischte druk verwezenlijkt door de condensatorelementen in een vat met olie te plaatsen en op de olie druk uit te oefenen. Daarmee is echter nog niet gezegd, dat in alle voorkomende holten in het diëlectricum de druk dezelfde zal zijn. Dit zou alleen gelden voor de evenwichtstoestand en deze wordt tijdens het bedrijf voortdurend verstoord. De temperatuur van de condensator varieert, tengevolge van de warmte-ontwikkeling door de diëlectrische verliezen, het papier en de olie in het diëlectricum zetten in niet geheel gelijke mate uit en er kunnen plaatselijke drukverminderingen ontstaan, die eerst door een navloeien van de olie opgeheven worden. Teneinde dit navloeien zoo snel mogelijk te doen geschieden, kiest men een soort olie, die — ook nog bij de laagste bedrijfstemperaturen — dun vloeibaar is. Verder zou men moeten trachten, het papier zoo goed mogelijk doorlaatbaar voor de olie te maken. Hierbij komt men echter in conflict met de eisch, dat de diëlectriciteitsconstante en de doorslagspanning van het diëlectricum zoo hoog mogelijk moet zijn. Voor een goede doorlaatbaarheid is nl. een kleine vulfactor van het papier, dwz. een losse vezelstructuur met veel poriën vereischt. Voor een hooge doorslagspanning en een hooge gemiddelde diëlectriciteitsconstante daarentegen moet de vulfactor hoog zijn [4]).

[4]) De olie, die bij de Philips condensatoren voor het impregneeren (opvullen der poriën) wordt gebruikt, heeft nl. een kleinere diëlectriciteitsconstante dan de vezels.

Deze moeilijkheid wordt omzeild door in de olie een voor de bekleedsels en het diëlectricum onschadelijk gas op te lossen, bijv. stikstof. De opgeloste hoeveelheid gas hangt sterk van de druk op de vloeistof af. Ontstaat er in een holte tengevolge van een vertraagd navloeien van de olie een drukvermindering, dan komt hier onmiddellijk stikstof vrij, die de holte provisorisch opvult en dan geleidelijk in de navloeiende olie weer wordt opgelost.

In ieder geval blijft het echter noodzakelijk de van buiten uitgeoefende druk aanzienlijk grooter te kiezen dan de hierboven afgeleide theoretische waarde, teneinde ook bij plaatselijke drukverminderingen in alle holten een voldoende druk te behouden.

Wanneer op deze wijze het optreden van doorslag tengevolge van ionisatie in de gasholten geheel onmogelijk is gemaakt, mag de veldsterkte in het diëlectricum opgevoerd worden tot een hoogere waarde, die nu niet meer door de holten, maar bijv. door de olie wordt voorgeschreven. Deze veldsterkte wordt proefondervindelijk bepaald. Het is gebleken dat in practische gevallen, waar een druk van 8 à 15 at is toegepast, ongeveer een verdubbeling van de maximaal toelaatbare veldsterkte in het diëlectricum wordt verkregen, nl. ca. 20 V/μ (deze begrenzing is ook in fig. 5 aangegeven). Dit beteekent, dat door toepassing van de druk een condensatorelement met de dubbele spanning belast mag worden, en voor eenzelfde vermogen een viermaal kleiner aantal elementen noodig is. In de practijk wordt van deze winst niet ten volle gebruik gemaakt, maar dient een gedeelte er van voor het vergrooten van de veiligheidsmarge.

Constructie van de drukcondensatoren

De wijze, waarop het diëlectricum onder druk wordt gebracht, is reeds hierboven aangestipt: de druk wordt uitgeoefend op een afgesloten hoeveelheid olie, waarin de condensatorpakketten zijn geplaatst. Dit kan echter nog op verschillende manieren geschieden. Men zou bijv. de druk door een membraan op de olie kunnen overbrengen. Echter moet dan rekening gehouden worden met de noodzaak, dat bij temperatuurwisselingen de olie gelegenheid moet hebben om uit te zetten. Hiervoor moet in de afsluiting een expansielichaam aangebracht worden, hetgeen de constructie aanmerkelijk compliceert. Voor de Philips drukcondensatoren is derhalve een andere weg gekozen. De druk wordt hier verkregen door het vat slechts gedeeltelijk met olie, en de ruimte boven de oliespiegel met gecomprimeerde stikstof te vullen. Op deze wijze wordt tevens de gewenschte oplos-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

sing van stikstof in de olie verkregen. Er mogen hier nog enkele bijzonderheden over de constructie volgen.

Het vat, waarin de condensatorelementen geplaatst worden, bestaat uit een naadlooze stalen buis, waar een bodem en een kap aangelascht worden (*fig. 6*). De langgerekte vorm is gunstig voor de afvoer van de in de condensator ontwikkelde warmte, aangezien bij deze vorm het oppervlak per eenheid van volume groot is (bij een bol is het het kleinst). Aan de gasdichtheid van de buis en met

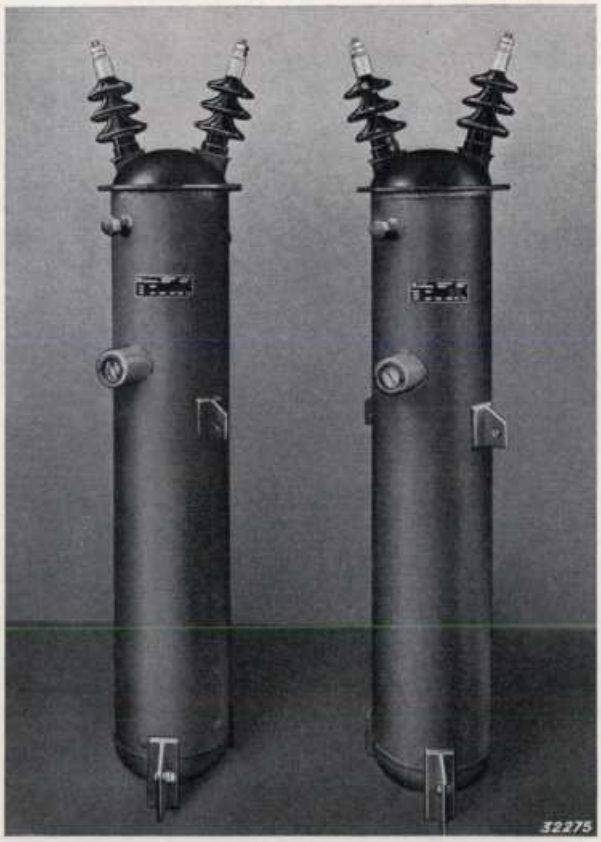


Fig. 6. Drukcondensatoren voor 50 kVA en een bedrijfsspanning van 10 000 V_{eff}, 2 fasen, 50 per/sec. De condensatorpakketten zijn in een naadlooze stalen buis ondergebracht. Op halve hoogte van de condensator bevindt zich een manometer, waarmee de druk wordt gecontroleerd. De begindruk bedraagt hier ongeveer 20 at. Iets hooger aan de buis is een drukveiligheid aangebracht, van buiten beschermd door een moer.

name van de doorvoeringen der electroden en de verschillende aansluitingen worden hooge eischen gesteld. Als regel wordt aangenomen, dat de druk zich drie jaren boven het minimum peil van 8 at moet handhaven. Alle aansluitingen aan de buis worden derhalve gelascht of gesoldeerd en zorgvuldig op lekken gecontroleerd.

De levensduur van de condensatorpakketten is practisch onbeperkt. De condensator wordt dus weer als nieuw, wanneer op gezette tijden de stikstof wordt aangevuld. Het vullen en bijvullen geschiedt door een rubberventiel als bij automobielbanden gebruikelijk is. Als afdichting is een dergelijk ventiel natuurlijk geheel ongeschikt, temeer daar de rubber door olie aangetast wordt. De afdichting wordt derhalve bewerkstelligd door middel van een dop, die na het vullen op de ventielbuis wordt gesoldeerd.

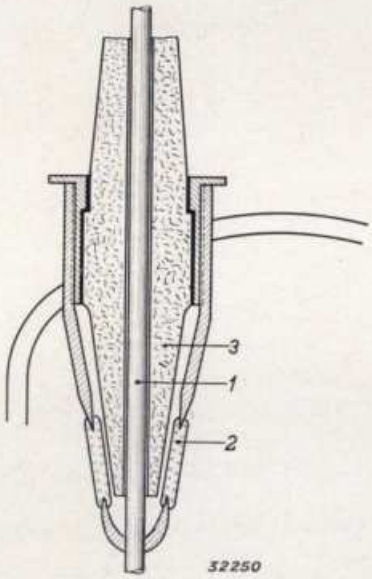


Fig. 7. Doorsnede van een electrodedoorvoering. De electrodestaaf *1* is via een chroomijzeren tusschenstuk in een glazen isolator *2* ingesmolten, die op zijn beurt met een dergelijk tusschenstuk in de kap van de condensatorbuis is gelascht. Buiten het vat is de electrodestaaf door een isolator *3* van keramisch materiaal gesteund.

Voor het bijvullen soldeert men eerst de dop los en verwisselt het intusschen onbruikbaar geworden ventielklepje.

Bij het opwarmen van de condensator neemt de druk toe. De in de practijk voorkomende drukver-

Fig. 8. Glazen isolatoren van de electrodedoorvoeringen in de kap van een drukcondensator voor 3 fasen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

hoogingen bedragen hoogstens 20% (bij een temperatuurverhooging van 50-60°) en deze zijn voor de constructie geheel ongevaarlijk. Vanzelfsprekend zijn ook maatregelen getroffen om een drukverhooging onschadelijk te maken, die bij het ontstaan van een electrisch defect in de condensator, zienlijk sterker is, geeft deze drukveiligheid voldoende zekerheid. Vóór het membraan brengt men doelmatig een wijde pijp aan om, evenals dit bij transformatoren geschiedt, de bij een storing als bovenbedoeld uitvloeiende olie op te vangen en in een reservoir te verzamelen.

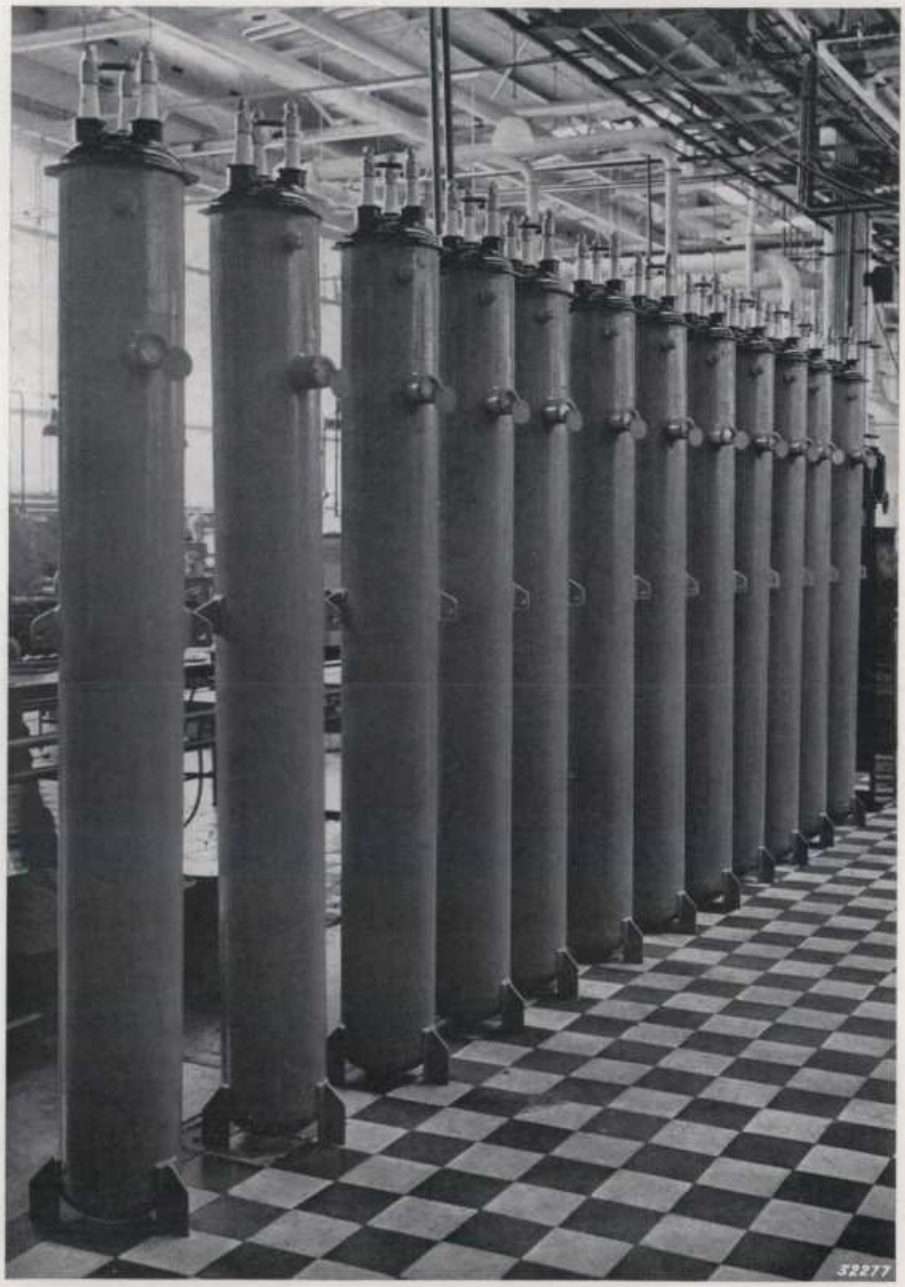


Fig. 9. Batterij van drukcondensatoren, voor een wattloos vermogen van 1000 kVA en een bedrijfsspanning van 2000 V_{eff}.

bijv. tengevolge van overspanningsgolven, zou kunnen optreden. Hiervoor is in de nabijheid van de kap een dun koperen membraan in de buiswand gelascht, dat bij een druk, lager dan 100 at scheurt. Aangezien de doorvoeringen eerst bij drukken hooger dan 250 at bezwijken en de buis zelf nog aan-

De reeds vermelde doorvoeringen zijn in *fig. 7* in doorsnede weergegeven, terwijl *fig. 8* de glazen isolatoren binnen in de buis laat zien. De hooge drukvastheid van 250 at van de glazen isolator is verkregen door deze na het inlasschen langzaam te laten afkoelen en daardoor zoo goed mogelijk

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vrij te maken van inwendige spanningen. De gasdichte en warmtebestendige lasch van het glas aan de electrode-staaf en aan het vat is door middel van tusschengedeelten van chroomijzer bewerkstelligd. Buiten het vat wordt de electrode-staaf gesteund door een isolator van keramisch materiaal, die beletten moet, dat wring- en buigspanningen op de doorvoering worden overgebracht. Bij het ontwerpen van deze isolator is speciaal erop gelet, dat ook in geval van een breuk van de isolator het glas van de doorvoering onbeschadigd blijft en dat de isolator gemakkelijk verwisseld kan worden.

De drukcondensatoren worden vervaardigd voor vermogens van 10 tot 100 kVA en voor bedrijfsspanningen van 380 tot 10 000 V. Voor vermogens kleiner dan 10 kVA brengt het toepassen van druk geen noemenswaardig voordeel, aangezien dan de besparing in het vereischte aantal condensatorpakketten niet opweegt tegen de vereischte extra voorzieningen voor de hooge druk.

In fig. 6 werden reeds twee drukcondensatoren afgebeeld, die gebouwd zijn voor 50 kVA en 10 000 V, en die ook geschikt zijn voor opstelling in de open lucht. De drukcondensatoren kunnen in het algemeen gemakkelijk voor deze wijze van opstellen ingericht worden, daar de pakketten door de volmaakt dichte afsluiting beschermd zijn tegen atmosferische invloeden.

In *fig. 9* is een batterij van drukcondensatoren weergegeven, waarvan elk een wattloos vermogen van 80 kVA opneemt bij een bedrijfsspanning van 2000 V_{eff} (3 fasen, 50 per/sec).

OBJECTIEVE FOTOMETRIE

door J. VOOGD. 535.247

In dit artikel wordt nagegaan, hoe het mogelijk is fotometrische metingen geheel langs physische weg uit te voeren. Het belangrijkste probleem, dat hierbij optreedt, is de aanpassing van de spectrale gevoeligheid van het toestel aan de internationale ooggevoeligheidskromme. Deze aanpassing kan geschieden door filters te gebruiken of door het licht spectraal te ontleden en in het spectrum een geschikt diafragma te plaatsen. Uit overwegingen, die de gevoeligheid en mogelijke fouten door strooilicht betreffen, wordt geconcludeerd, dat een combinatie van beide methoden de meest geschikte oplossing vormt. Een in dit laboratorium uitgewerkte fotometer wordt beschreven, waarbij speciaal wordt ingegaan op het ijken en op de bereikte nauwkeurigheid en gevoeligheid.

De ontwikkeling der gasontladingslampen heeft aan het vraagstuk der heterochrome fotometrie een bijzondere actualiteit verleend: door het feit, dat deze lampen selectieve stralers zijn, wordt de visueele fotometrie voor ernstige moeilijkheden gesteld. In een vroeger artikel in dit tijdschrift werd dit reeds uiteengezet en daar werd ook de mogelijkheid van een oplossing dezer moeilijkheden door middel van een physische fotometer naar voren gebracht [1]). In dit artikel willen wij onze ervaringen bij de constructie van een physische fotometer mededeelen.

Zooals bekend, bestaat het probleem van de fotometrie van een lichtbron in de vergelijking van deze lichtbron met een standaardlamp, die reeds direct of indirect vergeleken is met de lichteenheid. Al deze vergelijkingen moeten worden verricht op de grondslag van de internationale ooggevoeligheidskromme. Zijn dus $E_1(\lambda)$ en $E_2(\lambda)$ de energiestroomen, die bij de golflengte λ per eenheid van golflengtegebied, per eenheid van ruimtehoek en per tijdeenheid worden uitgezonden door de te meten lamp resp. de standaardlamp, dan moeten wij met de physische fotometer geheel langs physische weg de verhouding van de kaarssterkten kunnen meten, die gegeven is door:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\int E_1(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda}{\int E_2(\lambda)\, V(\lambda)\, d\lambda}, \quad \ldots \quad (1)$$

waarbij $V(\lambda)$ de relatieve ooggevoeligheid voor de golflengte λ is. De physische fotometer moet nu voldoen aan de sommatiewetten, die aan de formule (1) ten grondslag liggen en in het bijzonder moet de spectrale gevoeligheidskromme binnen nauwe grenzen gelijk zijn aan de internationale ooggevoeligheidskromme.

[1]) Philips techn. T. **1**, 120, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Bij de constructie van een physische fotometer moeten wij een bepaalde receptor, bijv. een fotocel kiezen, waarvan de spectrale gevoeligheidskromme zonder meer wel nooit nauwkeurig met de internationale ooggevoeligheidskromme overeen zal stemmen. Om nu deze overeenstemming toch te bereiken, moet vóór de receptor een apparaat worden geplaatst, dat de daarvoor geschikte spectrale doorlatingskromme bezit. Voor de constructie van dit apparaat bieden zich twee methoden:

1e) men kan optische filters gebruiken,

2e) men kan het licht, voordat het op de receptor valt, in een spectrum ontleden en door plaatsing van een geschikt diafragma in dit spectrum juist het voor iedere golflengte vereischte gedeelte doorlaten.

dit wat uitvoeriger nagaan en beschrijven daartoe een apparatuur, zooals in fig. 1 is geschetst.

Een matglaasje *Gl* wordt door de te meten lichtbron verlicht. Achter dit matglaasje staat de spleet *S*, waardoor het licht van het matglaasje naar binnen treedt. Op een gebruikelijke wijze, bijv. met twee lenzen L_1 en L_2 en een prisma *Pr* wordt een spectrum ontworpen. In het vlak van dit spectrum wordt een diafragma *D* geplaatst van zoodanige vorm, dat licht van iedere golflengte in de vereischte mate wordt doorgelaten. Daarna wordt het licht door een lens L_3 op een receptor *R*, in casu een fotocel, geconcentreerd. (Het in de figuur geteekende filter *F* blijft voorloopig nog buiten beschouwing).

Wij onderstellen nu, dat een receptor is gekozen,

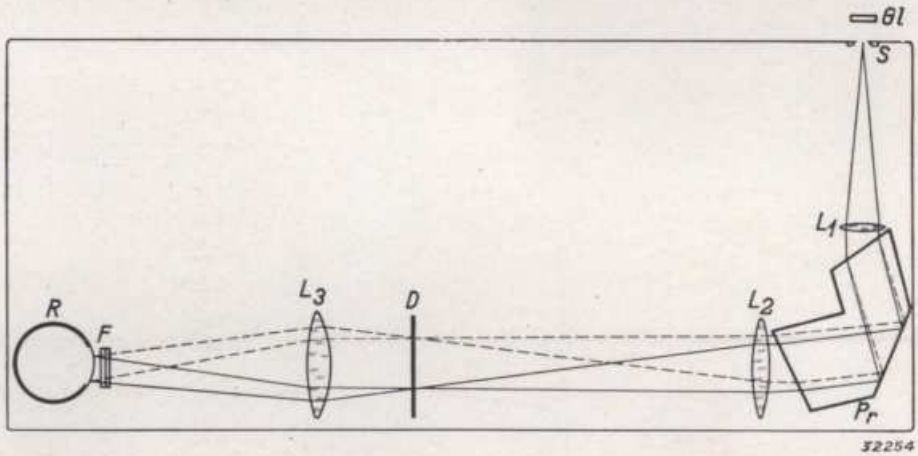


Fig. 1. Opstelling van een physische fotometer. De lichtbron, waarvan de kaarssterkte wordt gemeten, verlicht een matglaasje *Gl* voor de intreespleet *S*. Van het door de spleet vallende licht wordt met de lenzen L_1 en L_2 en het prisma *Pr* een spectrum ontworpen, waarin een diafragma *D* wordt geplaatst van zoodanige vorm, dat bij elke golflengte de straling in de vereischte mate wordt doorgelaten. De collimatorlens L_1 wordt door de lens L_3 via het filter *F* afgebeeld op het venster van een lichtgevoelige receptor *R*.

Beide wegen hebben hun voor- en nadeelen. Met optische filters komt men weliswaar gemakkelijk tot een eenvoudige en gevoelige apparatuur, wanneer men zich tot ruwe aanpassing beperkt. Eischt men echter een nauwkeurige aanpassing, dan stuit men op groote moeilijkheden. De aanpassing met spectrale ontleding heeft het nadeel, dat de gevoeligheid van het apparaat klein wordt. Men moet immers een spectrum ontwerpen en krijgt daardoor slechts ter beschikking de lichtstroom, die, door de spleet naar binnen tredend, op de collimatorlens (L_1 in *fig. 1*) valt.

De beperking, die bij aanpassing met spectrale ontleding aan de lichtstroom is opgelegd, wordt nu des te grooter, naarmate de spectrale gevoeligheidskromme van de receptor sterker verschilt van de internationale ooggevoeligheidskromme. Wij willen waarvan de spectrale gevoeligheid volgens lijn *a* van *fig. 2* verloopt. Om de internationale ooggevoeligheid (lijn *b*) te verkrijgen, moet de afsnijding door het diafragma als functie van de golflengte volgens lijn *c* van fig. 2 verloopen. De vorm van deze afsnijkromme is nu beslissend voor de maximaal toelaatbare breedte van de intreespleet en daardoor ook voor de gevoeligheid van de fotometer.

Laten we ter toelichting hiervan het geval beschouwen, dat de breedte van de intreespleet en de dispersie zoodanig zijn gekozen, dat de afbeelding van de met monochromatisch licht bestraalde spleet een constant golflengtegebied van 200 Å in het spectrum beslaat. De doorlating voor licht met een golflengte λ is dan niet bepaald door de hoogte van de kromme *c* ter plaatse van λ, maar door de gemiddelde hoogte van de kromme *c* over een gebied van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

$\lambda - 100$ Å tot $\lambda + 100$ Å. De fout, die hierdoor ontstaat, zal des te grooter zijn, naarmate lijn c sterker gekromd is. Omgekeerd kan men zeggen, dat bij een gegeven maximale fout van bijv. 1% de wijdte van de intreespleet en dus de gevoeligheid van het toestel des te grooter mag zijn, naarmate de afsnijkromme rechtlijniger verloopt. In het weergegeven geval is de spectrale gevoeligheid bij 5800 Å 1% te laag, bij 5000 Å daarentegen 5% te hoog. De intreespleet zou ongeveer 2,5 maal smaller moeten worden gemaakt om overal een nauwkeurigheid van 1% te bereiken.

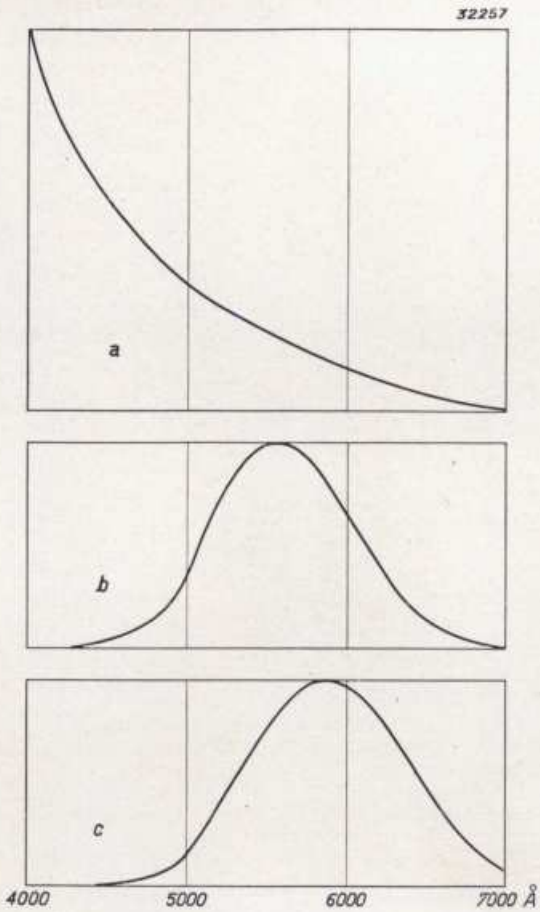


Fig. 2. *a*. Spectrale gevoeligheidskromme van een vacuumfotocel met kaliumkathode;
b. Internationale ooggevoeligheidskromme;
c. Doorlating als functie van de golflengte van een diafragma, dat de gevoeligheidskromme van de fotocel aanpast aan de internationale ooggevoeligheidskromme.

Behalve voor de maximaal toelaatbare spleetbreedte en daardoor voor de gevoeligheid van de fotometer is het verloop van kromme c beslissend voor de mogelijkheid om fouten tengevolge van het strooilicht in de optische apparatuur op te heffen. Op elke plaats van het spectrum komt, behalve de straling van de bij die plaats behoorende golflengte, ook een hoeveelheid strooilicht, waarvan de spectrale samenstelling in eerste instantie gelijk kan worden gesteld aan die van het invallende licht. Dit heeft tot gevolg, dat voor iedere lichtsoort behalve het breukdeel der op L_1 vallende energiestroom, dat normaal optisch afgebeeld door het diafragma (kromme c) treedt, nog een bepaald constant percentage (in onze fotometer ca. 0,3 %) over het geheele diafragma in het spectrum verdeeld, wordt doorgelaten.

De fout, die ontstaat wanneer men bij het maken van het diafragma geen rekening houdt met dit strooilicht, is des te grooter, naarmate de kromme c sterker varieert. Indien de hoogte van het diafragma voor alle golflengten dezelfde was (rechthoekig diafragma), zou het strooilicht voor alle golflengten hetzelfde percentage vormen van het licht dat, optisch afgebeeld, de receptor bereikt. Fouten tengevolge van het strooilicht treden dan niet op.

Is het diafragma niet rechthoekig, dan is het in principe noodig, de invloed van het strooilicht te compenseeren, door de afsnijkromme c overal met eenzelfde bedrag te verlagen. De mogelijkheid hiertoe bestaat echter alleen, wanneer men door deze verlaging niet tot negatieve diafragma-hoogten zou komen. Dat dit gevaar geenszins denkbeeldig is blijkt uit fig. 2, wanneer wij op het blauwe spectraalgebied letten. Daar in dit gebied het oog zeer ongevoelig en de fotocel zeer gevoelig is, kan het voorkomen, dat het blauwe strooilicht alleen al een te groote bijdrage tot de fotostroom geeft, die dan natuurlijk niet door diafragma-verlaging in het blauw kan worden gecompenseerd.

König [2]) heeft nu in 1934 voorgesteld om de spectrale aanpassing te combineeren met een ruwe aanpassing door filters, die de variaties van de afsnijkromme verkleint. Hierdoor verkrijgt men een meer rechthoekige afsnijdingsfiguur in het spectrum. De intreespleet kan dus wijder worden genomen, zoodat men bij een nauwkeurige spectrale aanpassing nog een behoorlijke gevoeligheid heeft en tegelijkertijd worden de beschreven moeilijkheden, veroorzaakt door het strooilicht, practisch uitgeschakeld.

Wij zullen nu de physische fotometer, die in dit laboratorium volgens dit principe is geconstrueerd, nader beschrijven. Het schema van de opstelling is reeds in fig. 1 weergegeven. Aan de gegeven beschrijving van dit schema moet nu nog worden toegevoegd, dat direct vóór de fotocel een filtercombinatie F is geplaatst, die de spectrale gevoeligheidskromme van de fotocel ruw aanpast bij de internationale gevoeligheidskromme. Verder dient nog te worden vermeld, dat de lens L_3 zoodanig is

[2]) H. König, Helvetica Physica Acta **7**. 433, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

opgesteld, dat niet het spectrum, maar de collimatorlens L_1 op de receptor wordt afgebeeld. Hierdoor wordt bereikt, dat de lichtverdeeling over het celoppervlak niet verandert bij een verandering van de vorm van het diafragma, dat in het spectrum wordt geplaatst. Dit is gewenscht omdat de spectrale gevoeligheid van een lichtgevoelige laag vaak plaatselijk varieert, zoodat bij een verandering van de lichtverdeeling ook de spectrale gevoeligheidskromme zou veranderen. In *fig. 3* en *4* zijn twee foto's van de opstelling weergegeven.

Wij zullen nu de verschillende elementen van de apparatuur afzonderlijk behandelen.

of meer uitgesproken maximum in het groen vertoonen. Teneinde de aanpassing aan de ooggevoeligheidskromme te vergemakkelijken, hebben wij een cel uitgezocht, waarbij dit maximum niet merkbaar aanwezig was. Het verloop van de spectrale gevoeligheid is in de reeds eerder besproken kromme *a* van fig. 2 weergegeven en vergeleken met de internationale ooggevoeligheidskromme. Zooals blijkt uit kromme *c* van fig. 2, moet de gevoeligheid niet alleen in het blauw en blauw-groen, maar ook in het rood worden verzwakt. Wij gebruikten voor deze ruwe correctie van de gevoeligheidskromme een combinatie van de volgende filters:

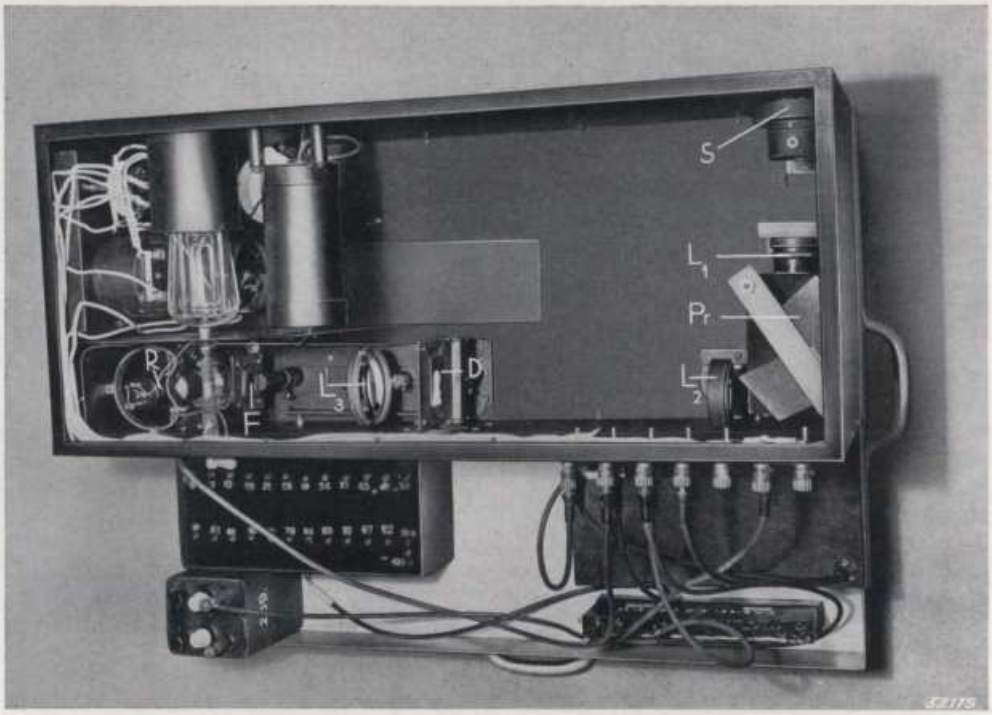


Fig. 3. Opstelling voor physische fotometrie, van boven gezien met afgenomen deksel. De letters *S*, L_1, *Pr*, L_2, *D*, L_3, *F*, *R* wijzen dezelfde onderdeelen aan als in fig. 1. Verder ziet men naast de receptor *R* de electrometertriode van de meetinrichting.

Fotocel, filtercombinatie en electrische meetmethode

De keuze van de receptor beschouwen we als het meest belangrijke punt bij het ontwerpen van de apparatuur. De receptor moet voldoen aan de volgende eischen:

1e) hij moet een meting van zeer kleine lichtstroomen mogelijk maken,

2e) de relatieve spectrale gevoeligheidskromme moet over lange tijden voldoende constant blijven.

De vacuumfotocel met kaliumkathode Philips type 3510 blijkt aan beide eischen te voldoen en deze cel hebben we dan ook als receptor gekozen. De spectrale gevoeligheid van deze cellen loopt bij verschillende exemplaren wat uiteen en kan een min

Corning Signal Yellow, dikte 2,5 mm
Corning Noviol A, dikte 1,0 mm
Schott B G 18, dikte 0,75 mm

Deze filtercombinatie werd direct voor het venster van de fotocel geplaatst. Dit venster werd gematteerd om de lichtverdeeling over het celoppervlak zooveel mogelijk gelijkmatig te maken en daardoor nog beter constant te houden dan door de afbeelding van de collimatorlens op het celvenster reeds werd bereikt. De spectrale gevoeligheid van de fotocel samen met het filter blijkt de internationale ooggevoeligheidskromme vrij goed te benaderen, zoodat de correctie van de gevoeligheidskromme door een diafragma in het spectrum niet zeer groot

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

behoeft te zijn en het strooilicht door dit diafragma geen ontoelaatbare fouten meer veroorzaakt.

Het meten van de fotostroomen moet volgens een zeer gevoelige methode geschieden, aangezien door de intreespleet van de apparatuur bij het meten van lichtstroomen met behulp van een integreerende bol slechts lichtstroomen treden van de orde van 10^{-6} lumen. Het ligt voor de hand een electrometrische methode te kiezen. Wij gebruikten een electrometertriode en pasten electrostatische compensatie toe van de lading, die door de fotostroom wordt veroorzaakt op de anode van de fotocel en het daarmee verbonden rooster van de electrometertriode. Deze methode werd eenigen tijd geleden reeds uitvoerig in dit tijdschrift behandeld [3]), zoodat wij er hier niet verder op behoeven in te gaan.

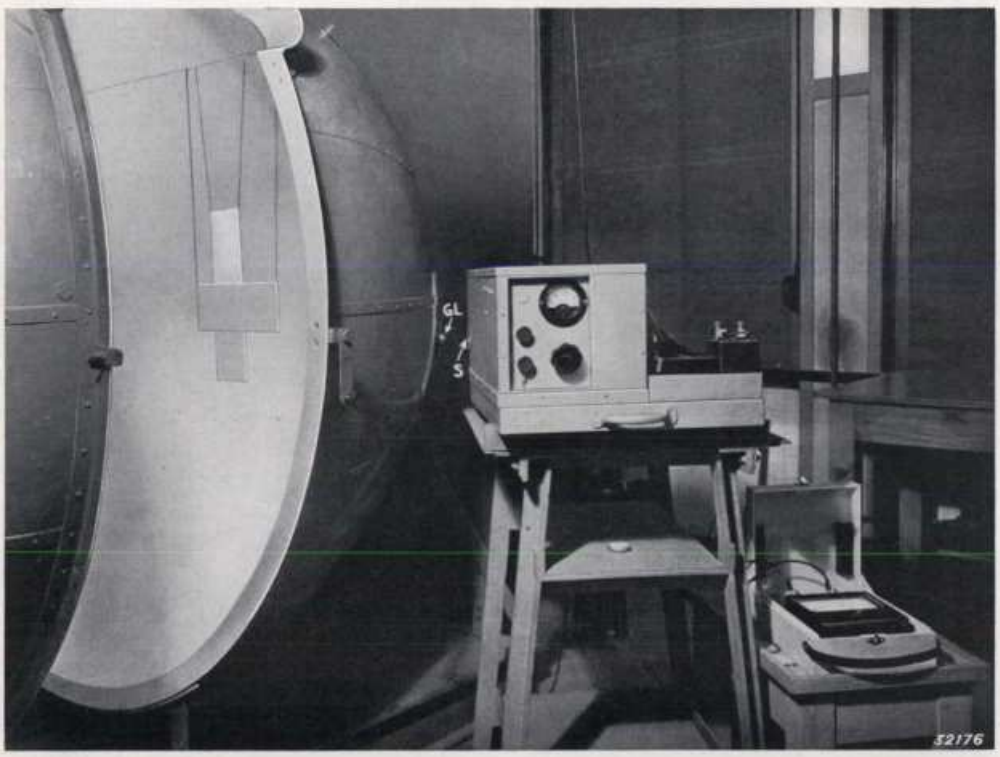


Fig. 4. De physische fotometer in een opstelling voor het meten van lichtstroomen met behulp van een bol volgens Ulbricht.

De spectrale ontleding

De spectrale ontleding kan op tweeërlei manieren worden verkregen: met behulp van een reflecteerend tralie of met behulp van een dispergeerend prisma. Het tralie heeft ten opzichte van het prisma het voordeel, dat de dispersie over het geheele spectrum gelijk is, dwz. de afbuiging van de lichtstraal is evenredig met de golflengte. Bij het prisma daarentegen is de dispersie ongelijkmatig en beslaat bijv. het belangrijke spectraalgebied tusschen 6000 en 7000 Å slechts een klein gedeelte van het spectrum. Zooals we nog zullen zien, beteekent de gelijkmatige dispersie van het tralie vooral voor de ijking een aanzienlijk voordeel. Bij de eerste opzet van het apparaat werd dan ook terwille van dit voordeel een tralie gekozen, en het bleek hiermee mogelijk, tot een goede aanpassing aan de internationale ooggevoeligheidskromme te komen. Spoedig deed zich echter een belangrijk nadeel van het tralie gelden: de reflectie-eigenschappen van het op spiegelmetaal getrokken rooster bleven niet constant, zoodat de ijking van de apparatuur telkens na korte tijd moest worden herhaald. Ook het plaatsen van het tralie in een indifferente atmosfeer bracht hierin geen verbetering. Het tralie werd daarom door een prisma vervangen, waarvan de doorlating dank zij het gebruik van een geschikte glassoort, practisch niet met de tijd verandert. Bovendien kan met het prisma een grootere gevoeligheid worden bereikt. Bij het prisma draagt nl. practisch al het licht, dat door de spleet op de collimatorlens valt, bij tot de vorming van één spectrum, terwijl bij het tralie het licht over het directe reflectiebeeld en de spectra van verschillende orde wordt verdeeld.

Bepaling van de vereischte vorm van het diafragma

Ter bepaling van de vereischte vorm van het dia-

[3]) Philips techn. T. **4**, 71, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

fragma in het spectrum werd de spectrale gevoeligheid van het toestel zonder diafragma proefondervindelijk bepaalt. Deze meting bleek het gemakkelijkst uit te voeren door de intreespleet met licht van bekende continue spectrale energieverdeeling te belichten. Wij namen hiertoe een wolfraambandlamp, op bekende temperatuur brandend, waarvan het bandje via een watercuvette door een fotografisch objectief op de intreespleet werd afgebeeld. Uit de bekende temperatuur van het bandje en de afzonderlijk gemeten spectrale doorlatingen van cuvette en objectief berekenden wij in relatieve maat als functie van de golflengte de energiestroom $E(\lambda)$, die per eenheid van golflengtegebied door de intreespleet op de collimatorlens valt.

Om nu de spectrale gevoeligheid te bepalen, plaatsten wij in het vlak van het spectrum een spleet, die iets breeder was dan het monochromatische beeld van de intreespleet, maar die wel dezelfde vorm had als dit (gekromde) spleetbeeld. Deze spleet kon in het vlak van het spectrum worden verschoven. Is nu $G(\lambda)$ de gevoeligheid van het toestel voor licht van de golflengte λ, dan verkrijgt men voor een stand van de spleet, waarbij de golflengte λ wordt doorgelaten, een fotoelectrische stroom:

$$i(\lambda) = C \cdot E(\lambda)\, G(\lambda)\, \Delta\lambda\,, \quad \ldots \quad (2)$$

waarin C onafhankelijk van de golflengte door de apparatuur wordt bepaald en $\Delta\lambda$ het golflengte-interval is, dat door de spleet uit het spectrum wordt gesneden, en dat eveneens met de golflengte verandert.

Uit vergelijking (2) volgt:

$$G(\lambda) = \frac{1}{C}\,\frac{i(\lambda)}{E(\lambda)\,\Delta\lambda} \quad \ldots \quad (3)$$

Om nu met behulp van bovenstaande formule de gevoeligheid $G(\lambda)$ in relatieve maat als functie van de golflengte te bepalen, moeten wij voor iedere stand van de spleet, die wij door een abscis s willen aanduiden, de golflengte $\lambda(s)$, de bijbehoorende intensiteit $E(\lambda)$ van de bandlamp, het doorgelaten golflengtegebied $\Delta\lambda(s)$ en verder de fotostroom $i(\lambda)$ kennen. De bepaling van deze grootheden zullen we nu afzonderlijk behandelen.

De bepaling van λ en $\Delta\lambda$ als functie van s

Wanner λ als functie van s nauwkeurig bepaald is, heeft men tevens de gegevens om het doorgelaten golflengtegebied $\Delta\lambda$ in relatieve maat te berekenen. Is nl. b de breedte van de spleet, dan is met voldoende benadering:

$$\Delta\lambda = b\,\frac{d\lambda}{ds} \quad \ldots \quad (4)$$

De bepaling van λ als functie van s moet zeer nauwkeurig geschieden, aangezien de ooggevoeligheid in bepaalde golflengtegebieden zeer sterk met de golflengte varieert, van 6000 Å tot 6010 Å bijv. met 2%. Om op 1% nauwkeurig te meten, moet de fout in de vastlegging der golflengten kleiner zijn dan 5 Å. Dit brengt met zich mee, dat ook de abscis s zeer nauwkeurig gemeten moet worden, te meer daar de dispersie in het rood betrekkelijk zwak is. Een precisie van 5 Å komt in het rood ongeveer overeen met een nauwkeurigheid der plaatsbepaling van 0,01 mm. De bepaling van $d\lambda/ds$ uit het verband tusschen λ en s door differentiatie stelt nog hoogere eischen aan de nauwkeurigheid. $d\lambda/ds$ werd bepaald door de afstand van zeer dicht bijeen liggende spectraallijnen te meten. De spectra van neon, helium en kwik bieden een voldoend aantal lijnparen, die daarvoor geschikt zijn. Het golflengteverschil is steeds voldoende nauwkeurig bekend. Om de meting van het afstandsverschil met een nauwkeurigheid van 1% uit te kunnen voeren, moest de plaats van een lijn op 2 mikron nauwkeurig worden bepaald. Door de afstanden met behulp van een comparator te meten, kon de vereischte nauwkeurigheid worden bereikt.

Nadat λ en $d\lambda/ds$ op deze wijze waren bepaald, kon het door de spleet in het spectrum doorgelaten golflengte-gebied $\Delta\lambda$ volgens vergelijking (4) in relatieve maat worden berekend. De breedte van de spleet werd bij metingen in verschillende deelen van het spectrum verschillend gekozen en wel dusdanig, dat $\Delta\lambda$ nergens grooter was dan 40 Å.

De bepaling van $E(\lambda)$

Voor de kleurtemperatuur van het bandlampje werd een waarde gevonden van 2725 °K met een onzekerheid van $\pm$ 25°. Welke invloed deze mogelijke fout heeft op de spectrale energieverdeeling $E(\lambda)$, kan uit onderstaande tabel worden beoordeeld. Hierin is voor een zwarte straler bij 2700 °K en 2750 °K voor verschillende golflengten opgegeven

golflengte Å	energiestroom bij een temperatuur van	
	2700 °K	2750 °K
7000	218,5	211
6500	176,5	172,5
6000	133,3	131,8
5500	92,0	92,5
5000	56,5	57,6
4500	29,3	30,6
4000	12,1	12,9

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de relatieve spectrale energiestroom per tijdseenheid en per eenheid van golflengtegebied, waarbij voor beide temperaturen de energiestroom bij 5600 Å gelijk aan 100 is gesteld. Alleen in het uiterste rood en in het blauw blijkt een fout van 25° in de kleurtemperatuur een afwijking van meer dan 1% te veroorzaken in de relatieve spectrale energieverdeeling. In deze deelen van het spectrum is de ooggevoeligheid echter zoo klein, dat deze onzekerheid voor de practijk geheel zonder beteekenis is.

De meting van $i(\lambda)$

De fotostroom $i(\lambda)$ is de fotostroom die door de straling van het golflengtegebied $\Delta\lambda$ wordt teweeggebracht. Zooals reeds is opgemerkt, wordt een gedeelte van deze straling verstrooid en dit gedeelte zal bij de ijking niet de spleet in het spectrum passeeren en dientengevolge geen bijdrage tot $i(\lambda)$ leveren. Dit is echter een constant percentage van wat wèl wordt doorgelaten, zoodat hierdoor het verband tusschen $i(\lambda)$ en s slechts met een evenredigheidsfactor verandert. Aangezien wij voor het maken van het diafragma $G(\lambda)$ slechts in relatieve maat behoeven te kennen, mogen wij een correctie voor dit strooilicht achterwege laten.

Bij de ijking treedt echter ook strooilicht van andere golflengten op. Een gedeelte hiervan treedt door de spleet, levert een bijdrage tot de gemeten fotostroom en hiervoor moet wel een correctie worden aangebracht. Denken wij ons bijv. het geval, dat de spleet in het blauw staat, waar de voor de ijking gebruikte bandlamp slechts een zwakke stralingsintensiteit bezit. Het is duidelijk, dat dan het door de spleet tredende strooilicht van de sterke roode en gele straling een aanmerkelijke fout veroorzaakt. Het is noodzakelijk deze fout te kennen. Ter aanduiding van de daartoe gevolgde weg diene, dat men de fotostroom, veroorzaakt door het roode en gele strooilicht, afzonderlijk kan meten met behulp van een filter, dat wel het roode en het gele, maar niet het blauwe licht doorlaat.

Na een zorgvuldige meting van deze strooilichtcorrecties werden de gemeten fotostroomen gecorrigeerd. De gecorrigeerde waarden $i(\lambda)$ werden met $E(\lambda)$ en $\Delta\lambda$ gebruikt voor de berekening van $G(\lambda)$.

Nadat de gevoeligheid bepaald was, werd een diafragma ontworpen, waarvan op iedere plaats van het spectrum de hoogte der opening evenredig is met $V(\lambda)/G(\lambda)$. In *fig. 5* is dit diafragma weergegeven.

Het diafragma werd in een messingplaatje uitgevijld. Om dit nauwkeurig te kunnen doen, werd het plaatje 10 × vergroot geprojecteerd op een papier, waarop 10 × vergroot het gewenschte diafragma was geteekend. Met behulp van een klein vijltje konden wij nu aan het diafragma nauwkeurig de gewenschte vorm geven. Met behulp van een index voor de groene kwiklijn werd het diafragma daarna op de juiste plaats in het spectrum aangebracht.

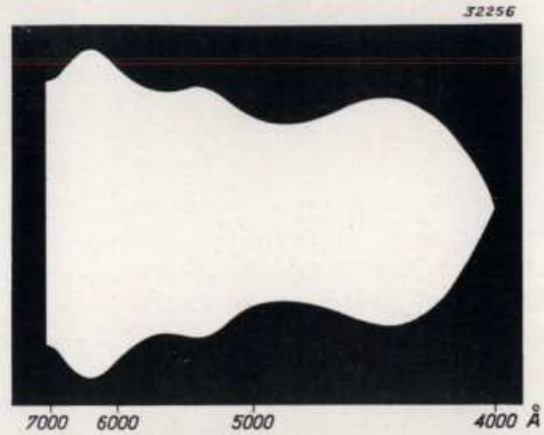


Fig. 5. Vorm van het diafragma D van de physische fotometer.

Contrôle van de fotometer

Een contrôle van de fotometer kan worden verkregen door de intensiteitsverhouding van verschillende monochromatische lichtbronnen met behulp van een thermozuil te bepalen en de hieruit berekende lichtsterkteverhouding met de uitkomst van de fotometer te vergelijken. Het monochromatische licht werd verkregen met behulp van een dubbele monochromator, die bij gebruik van een wolfraambandlamp in het golflengtegebied boven 6000 Å een monochromatische straling van voldoende intensiteit levert om met de thermozuil te kunnen werken. De meting met de fotometer kan zonder diafragma in het spectrum worden gedaan. De bij vijf verschillende golflengten uitgevoerde vergelijkende metingen leverden geen grootere verschillen op dan ten hoogste 3%.

Om ook in het geel en in het groen vergelijkende metingen te kunnen uitvoeren, werden de gele en de groene kwiklijn met behulp van daartoe geschikte filters geïsoleerd en eveneens zoowel met behulp van de thermozuil als met de fotometer gemeten. Bij deze golflengten bleek de ijking van de fotometer binnen 1% nauwkeurig te zijn.

Om tenslotte de aanpassing aan de internationale ooggevoeligheidskromme nog verder op de proef te stellen, hebben wij voor enkele filters met de fotometer de totale doorlating gemeten voor het licht van een bandlamp, die op bekende kleurtemperatuur brandt. Bovendien maten wij met een dubbele monochromator en een fotocel de spectrale transmissiekromme van deze filters en berekenden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

hieruit met behulp van de kleurtemperatuur en de internationale ooggevoeligheidskromme ook de theoretische waarde voor de totale doorlating.

De resultaten zijn in onderstaande tabel samengevat.

Filter	Doorlating in %	
	berekend	gemeten
Schott BG 14	49,4	49,2
Schott RG 2	11,8	11,9
Schott OG 2	49,5	50,0
Schott GG 11	85,7	86,3

De overeenstemming tusschen de gemeten en de berekende doorlatingen is zeer goed te noemen. In *fig. 6* hebben wij de spectrale doorlatingskrommen van deze filters weergegeven. Uit de vorm dezer krommen moge blijken dat deze contrôle mede een waarborg is voor de nauwkeurigheid van de aanpassing.

De gevoeligheid

Voor de visueele fotometrie wordt voorgeschreven een helderheid van het gezichtsveld van 8 K/m². Om de fotostroom met het hier beschreven apparaat nog met een nauwkeurigheid van 1% te kunnen meten, moet de helderheid van het verlichte vlak, dat voor de intreespleet is geplaatst, 130 K/m² bedragen. De beschreven physische fotometer is dus een factor 16 ongevoeliger dan het oog. Dit geldt voor een breedte van de intreespleet van 0,3 mm en een collimatorlens met een openingsverhouding f : 6,8. Hoewel in de practijk deze gevoeligheid voldoende is, zou zij door verbreeding van de intreespleet en door gebruik van een lichtsterkere collimatorlens zonder bezwaar nog met een factor 8 kunnen worden vergroot. Hieruit moge blijken dat dit apparaat, behalve door de mogelijkheid van nauwkeurige aanpassing van de spectrale gevoeligheid, tevens door een met de visueele fotometrie practisch aequivalente gevoeligheid voldoet aan de eischen, die aan een physische precisiephotometer moeten worden gesteld.

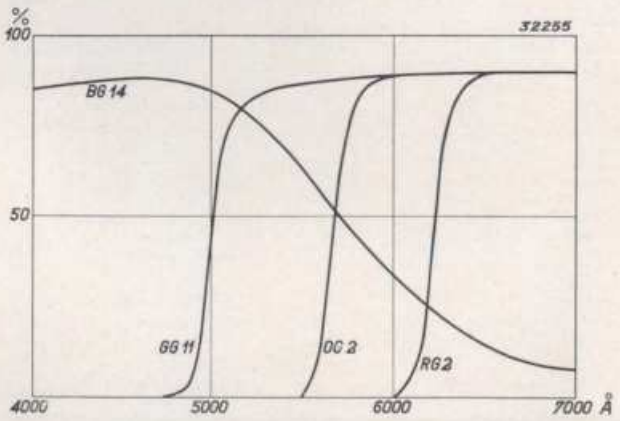


Fig. 6. Spectrale doorlatingskrommen van de filters, die voor de contrôle-metingen werden gebruikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN ELECTRONENSCHAKELAAR

door C. DORSMAN en S. L. de BRUIN.

621.317.755.06

Een toestel wordt beschreven, waarmee het verloop in de tijd van twee verschillende grootheden tegelijkertijd kan worden afgebeeld op het fluorescentiescherm van een kathodestraaloscillograaf. Eenige voorbeelden uit de practijk, waarvoor dit van belang is, worden besproken, o.a. het gelijktijdig opteekenen van uitwijkingen van verschillende punten van een mechanische constructie of van stroomen en spanningen van een transformator.

Met een kathodestraaloscillograaf, zooals het onlangs in dit tijdschrift [1]) beschreven type GM 3152, kan men een electrische spanning in afhankelijkheid van een andere spanning afbeelden op het fluorescentiescherm van een kathodestraalbuis. Met behulp van een lineaire tijdbasis krijgt men dan het verloop van een spanning met de tijd op het scherm te zien. Als derde veranderlijke kan men bovendien nog beschikken over de intensiteit van de kathodestraal, die men evenredig met een derde grootheid kan moduleeren. Hierdoor zou het mogelijk zijn twee grootheden gelijktijdig als functie van de tijd voor te stellen, waardoor faseverschuivingen tusschen de te meten grootheden op het beeld zijn te zien. Volgens deze methode kan men echter geen kleine nuances in deze derde grootheid opmerken. Het is daarom van belang te beschikken over een toestel, waarmee men gelijktijdig twee krommen kan opteekenen, die het verloop van twee verschillende spanningen met de tijd aangeven. Dergelijke meetopstellingen zijn in de literatuur reeds herhaaldelijk beschreven en het beginsel ervan kwam ook reeds in dit tijdschrift ter sprake [2]). Wij willen in dit artikel een door Philips voor dit doel vervaardigd toestel beschrijven, de zg. electronenschakelaar GM 4196, en op enkele toepassingen ervan nader ingaan. In *fig. 1* is een meetopstelling afgebeeld, die bestaat uit deze electronenschakelaar en een bijbehoorende kathodestraaloscillograaf GM 3152.

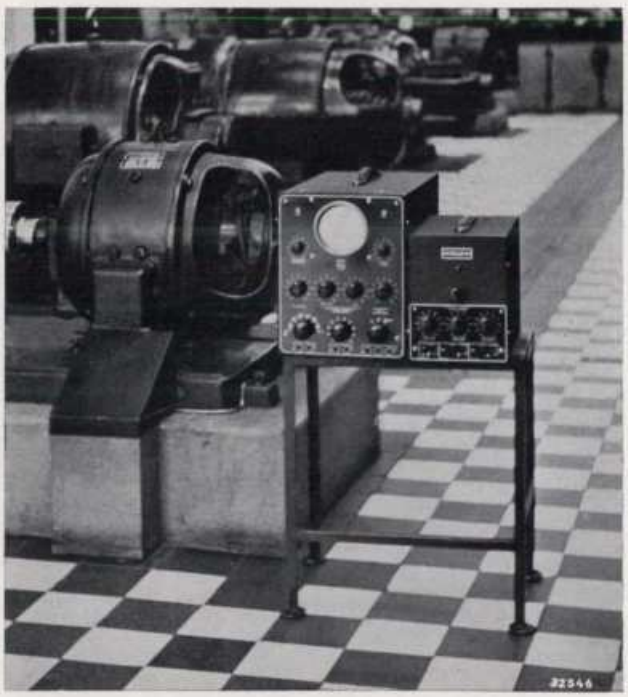


Fig. 1. Meetopstelling bestaande uit een electronenschakelaar type GM 4196 met een bijbehoorende kathodestraaloscillograaf type GM 3152.

Werking van de electronenschakelaar

In *fig. 2* is een schakeling weergegeven, waarmede twee electrische spanningen V_A en V_B

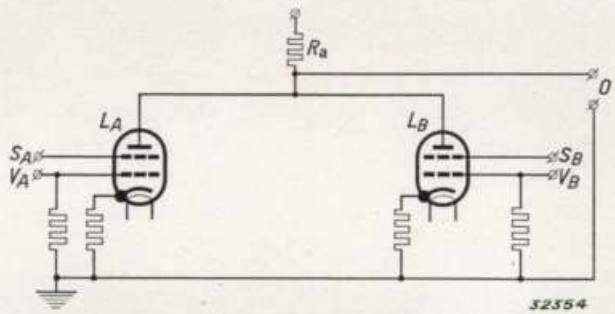


Fig. 2. De beide tegelijkertijd op de kathodestraaloscillograaf O af te beelden spanningen V_A en V_B worden op de stuurroosters der penthoden L_A en L_B gebracht. Op de schermroosters komen de rechthoekig met de tijd verloopende omschakelspanningen S_A en S_B te staan. De anoden van L_A en L_B zijn over een gezamenlijke anodeweerstand R_a met een constante positieve spanning verbonden.

gezamenlijk kunnen worden afgebeeld in hun afhankelijkheid van de tijd. Deze beide spanningen worden aan de stuurroosters der beide penthoden L_A en L_B gelegd. Tusschen de beide schermroosters staat een wisselspanning, die met een frequentie van 10 000 per/sec rechthoekig met de tijd verloopt. Deze spanning is zoo hoog, dat de beide buizen L_A en L_B zich onderling afwisselend in de normale bedrijfstoestand bevinden, of in een toestand, waarin geen anodestroom door de buis vloeit. Door de gezamenlijke anodeweerstand R_a gaat dus een stroom, die afwisselend door L_A en L_B loopt en derhalve afwisselend wordt bepaald door de spanningen V_A en V_B, die op het stuurrooster van L_A resp. van L_B staan. De spanning over R_a wisselt dus met een frequentie

[1]) Philips techn. T. 4, 210, 1939.

[2]) Vgl. ook: Philips techn. T. 3, 155, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van 10 000 per/sec tusschen twee bedragen, die worden bepaald door V_A, resp. V_B. Zet men nu de anodespanning op een afbuigplaat van het eerste stel der platen van de kathodestraaloscillograaf O, terwijl op het andere stel een lineaire tijdbasis staat, dan krijgen wij op het fluorescentiescherm een beeld van de aard van *fig. 3* te zien.

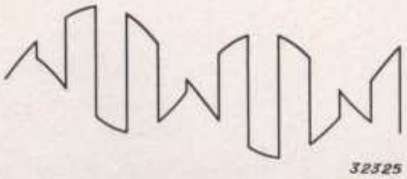


Fig. 3. Beeld op de oscillograaf, dat ontstaat, wanneer met behulp van de electronenschakelaar twee oscillogrammen tegelijkertijd worden opgenomen. In werkelijkheid is het aantal schakelstooten veel grooter dan hier werd geteekend.

Teneinde het overgaan tusschen de beeldkrommen (fig. 3) van V_A en V_B voldoende snel door de fluorescentievlek te doen geschieden is het noodig, dat de versterker van de oscillograaf geschikt is voor het versterken van een rechthoekige trilling van 10 000 per/sec. Dit beteekent, dat hij niet alleen de grondgolf van 10 000 per/sec moet kunnen versterken, maar dat hij vrijwel dezelfde versterkingsfactor moet hebben voor een groot aantal boventonen hiervan. Inderdaad blijft bij de kathodestraaloscillograaf GM 3152 de versterking constant tot ong. 10^6 per/sec, zoodat de honderdste harmonische nog niet zeer sterk wordt verzwakt.

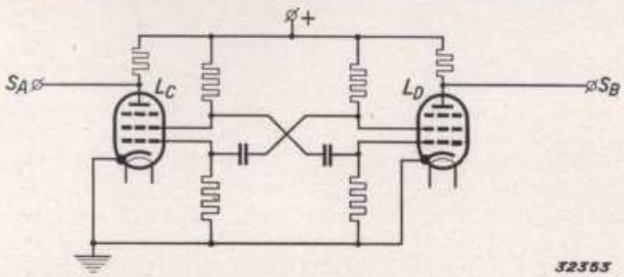


Fig. 4. Schakeling, waarmee de rechthoekig met de tijd verloopende omschakelspanningen S_A en S_B worden verkregen aan de anoden der penthoden L_C en L_D, wier stuur- en schermroosters over en weer capacitief met elkaar zijn gekoppeld.

In *fig. 4* is de schakeling weergegeven, waarmee de rechthoekig met de tijd verloopende wisselspanning wordt verkregen, die wij voor de schermroosters van L_A en L_B noodig hebben. Het is in principe een multivibrateur volgens Abraham en Bloch. Er zijn tusschen de beide overeenkomstige penthoden L_C en L_D twee condensatoren aangebracht, die de stuurroosters van elk dezer beide buizen verbinden met de schermroosters van de andere dezer beide buizen. Het evenwicht, dat zou bestaan, indien de spanningen van de stuurroosters en ook van de schermroosters voor de beide buizen onderling gelijk waren, blijkt geenszins stabiel te zijn. Heeft op een oogenblik bijv. het stuurrooster van L_C een te hooge spanning, dan wordt de stroom door L_C grooter, zoodat er over de schermroosterweerstanden van L_C een grootere stroom moet worden afgevoerd, waardoor de schermroosterspanning van L_C zal dalen en evenzoo de stuurroosterspanning van L_D wegens de capacitieve koppeling. Dan gaat er dus door L_D een kleinere stroom loopen en zal de schermroosterstroom van L_D afnemen, waardoor de spanning op het schermrooster van L_D grooter wordt. Door de capacitieve koppeling stijgt dan echter evenzoo de spanning op het stuurrooster van L_C. De toestand is dus labiel, daar wij juist reeds van een iets te hooge stuurroosterspanning van L_C waren uitgegaan. Het toenemen van de spanning op het schermrooster van L_D wordt begrensd door de anodespanning, waarmee het schermrooster over een weerstand is verbonden. Kan de schermroosterspanning van L_D niet meer grooter worden, dan zal het stuurrooster van L_C zich over zijn lekweerstand ontladen, zoodat het proces in tegengestelde richting gaat verloopen. De relaxatietijd van deze trilling wordt derhalve bepaald door capaciteit en lekweerstand van het stuurrooster.

Door nu de anodespanningen van L_C en L_D, die vrijwel rechthoekig met de tijd verloopen, aan de schermroosters van L_A en L_B toe te voeren, worden deze buizen beurtelings in en buiten werking gezet, zoodat de spanningen V_A en V_B na versterking afwisselend op de afbuigplaten der kathodestraalbuis worden overgebracht. Daar de oscillatorschakeling opgebouwd is tusschen de schermroosters van L_C en L_D, terwijl de omschakelspanningen aan de anoden dezer buizen worden ontleend, ondervindt de oscillator practisch geen invloed van de spanningen, die op de buizen L_A en L_B komen te staan en door de oscillograaf moeten worden afgebeeld.

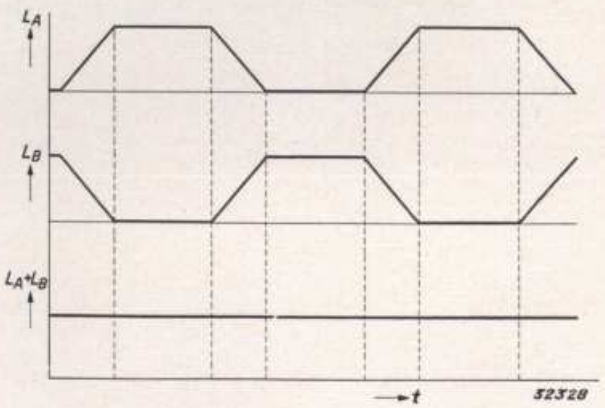


Fig. 5. De anodestroomen van de penthoden L_A en L_B, indien deze lineair met de tijd zouden toe- en afnemen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Structuur der verkregen beeldkrommen

Onderstellen wij, dat de af te beelden spanningen V_A en V_B een constante waarde hebben en onder-

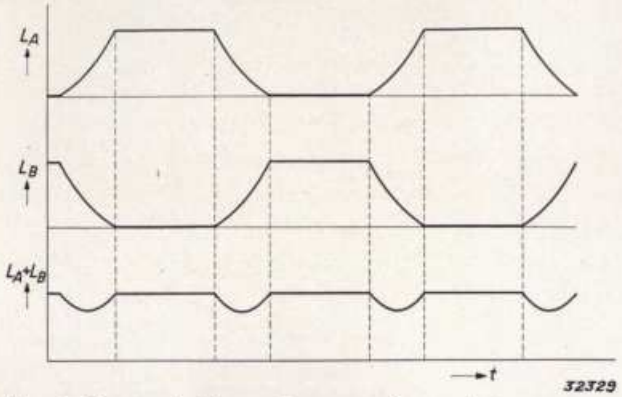
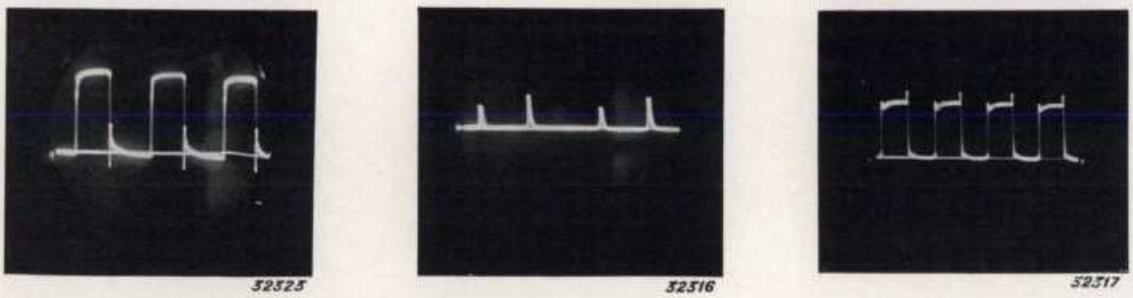


Fig. 6. Het werkelijke verloop van de anodestroomen van L_A, L_B en $L_A + L_B$ met de tijd.

mogelijk te laten verloopen. In de twee tegelijkertijd op het fluorescentiescherm verkregen beeldkrommen van *fig. 8* is dan ook nauwelijks iets van deze piekjes te zien.

De krommen, die met behulp van de electronenschakelaar gelijktijdig door de oscillograaf worden afgebeeld, bestaan uit kleine streepjes, die zoo goed aaneen dienen te sluiten, dat wij hen als voldoend scherpe, vloeiend verloopende krommen waarnemen. Daarvoor is het niet voldoende, dat de schakelsignalen rechthoekig genoeg van vorm zijn, zoodat het overspringen van de eene op de andere beeldkromme snel genoeg geschiedt, gelijk wij zoojuist hebben besproken, maar bovendien moet er een zoo groot aantal malen per sec worden overgeschakeld, dat de vele kleine opeenvolgende streepjes voor het oog samenvloeien tot een regel-



a b c

Fig. 7. Het verloop der omschakelspanningen S_A en S_B is in *a*) weergegeven. De vorm van het oscillogram, als $V_A = V_B$ is, wordt in *b*) getoond, terwijl *c*) het oscillogram voorstelt, als $V_A \neq V_B$ is.

ling gelijk zijn en dat het omschakelen momentaan geschiedt door zuiver rechthoekige anodespanningen van L_C en L_D, dan wordt de gezamenlijke anodespanning van L_A en L_B evenzoo constant en merkt men op het fluorescentiebeeld niets van het omschakelen. Dit zou ook nog het geval blijven, indien het verloop der anodestroomen van L_A en L_B tijdens het omschakelen lineair was met de tijd, zooals in *fig. 5* is weergegeven. In werkelijkheid zijn echter de flanken der anodestroomstooten van L_A en L_B steeds gekromd (*fig. 6*), zoodat hun gezamenlijke anodestroom, die door R_a gaat, kleine inzinkingen vertoont, hetgeen dus ook het geval zal zijn met de spanning over R_a. Derhalve zal de spanning tusschen anode en aarde, die op de oscillograaf wordt gezet, kleine piekjes vertoonen op de momenten, waarop wordt omgeschakeld van de eene af te beelden spanning op de andere, zoowel indien zij onderling gelijk zijn, als wanneer zij van elkander verschillen (*fig. 7*). Deze onvermijdelijke onregelmatigheden kan men echter zeer smal houden door de schakelstooten zoo steil matig verloopende kromme. Werkt men met een schakelfrequentie van 10 000 per/sec, dan blijkt een oscillogram van een verschijnsel met 50 per/sec een beeld zonder zichtbare onderbrekingen te leveren, zooals wij op fig. 8 kunnen zien. Verder blijkt de tiende harmonische van 50 per/sec, waarvan de frequentie 1/20 bedraagt van de schakelfrequentie, nog geen hinderlijke structuur te vertoonen. Zou men een lagere schakelfrequentie dan 10 000 per/sec willen gebruiken, dan wordt de verdeeling der

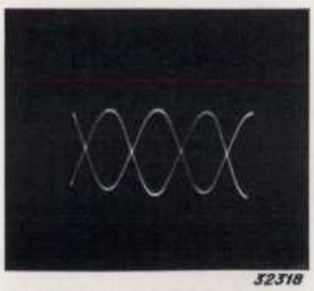


Fig. 8. Met behulp van de electronenschakelaar zijn twee beeldkrommen verkregen, die voor het oog een vloeiend verloop vertoonen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

trilling van 500 per/sec te grof. Zou men anderzijds een schakelfrequentie aanmerkelijk hooger dan 10 000 per/sec nemen, dan wordt het moeilijk schakelsignalen te verkrijgen, die voldoend streng rechthoekig met de tijd verloopen, aangezien de capaciteiten der spanningvoerende deelen voor zulke hooge frequenties een te lage impedantie beteekenen.

Afbeelden van mechanische trillingen

Teneinde mechanische trillingen af te beelden op een kathodestraaloscillograaf moeten zij eerst worden omgezet in electrische spanningen. Hiertoe kan men bijv. gebruik maken van een electrodynamisch systeem; in het veld van een permanente magneet beweegt zich een spoeltje (*fig. 9*), dat

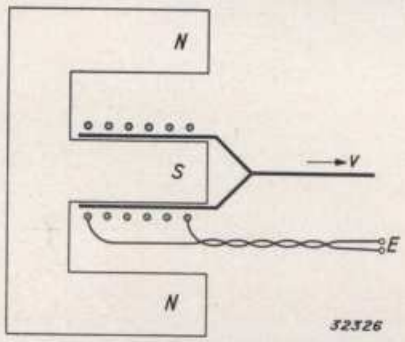


Fig. 9. In het veld van een stilstaande magneet met noordpool N en zuidpool S beweegt een spoeltje, waarin door deze beweging electrische spanningen E worden geïnduceerd, die evenredig zijn met de snelheid v.

bevestigd is aan het voorwerp, waarvan wij de trilling willen bestudeeren. In het spoeltje wordt door deze beweging een electrische spanning geïnduceerd, die evenredig is met de snelheid, zoolang de uitwijkingen niet te groot zijn. Laat men nu de trillingen op twee verschillende punten van een mechanische constructie twee verschillende spoeltjes aandrijven, dan kunnen deze beide trillingen met behulp van de electronenschakelaar tegelijk op een kathodestraaloscillograaf worden afgebeeld, zoodat zij gemakkelijk onderling vergeleken kunnen worden in grootte en fase.

Ook kan men de door de mechanische trilling opgewekte spanning tegelijk met een andere grootheid op het scherm van een kathodestraalbuis afbeelden. Zoo is bijv. in *fig. 10* de trilling van een electromotor (groote uitwijking) vergeleken met een wisselspanning van 500 per/sec als standaardfrequentie (kleine uitwijking). Hieruit volgt, dat de frequentie van de grondgolf der trilling 53 per/sec bedraagt, zoodat de motor dus ongeveer 3200 toeren per minuut liep. Verder zien wij, dat in de grondgolf der trilling eenige kartelingen voorkomen. Deze trilling van veel hoogere frequentie blijkt ontstaan te zijn, doordat een der bewegende deelen ergens aanloopt. De frequentie van deze storing is 530 per/sec.

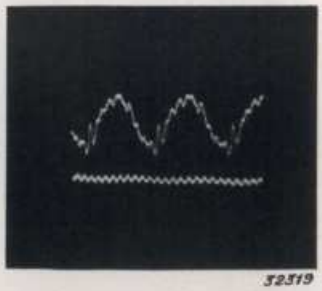


Fig. 10. De groote uitwijking stelt een mechanische trilling van een electromotor voor, terwijl de kleine uitwijkingen een wisselspanning weergeven met een standaardfrequentie van 500 per/sec.

Faseverschuivingen tusschen stroomen en spanningen

Bij het onderzoeken van electrotechnische installaties is het dikwijls van belang niet alleen het verloop in de tijd van verschillende stroomen en spanningen, maar ook hun onderlinge faseverschuiving te bepalen. Met de electronenschakelaar kan men nu deze grootheden tegelijkertijd op een oscillograaf afbeelden, zoodat men de faseverschuiving direct op het fluorescentiescherm kan waarnemen. In de vorige jaargang [3]) werden reeds de gecombineerde oscillogrammen van stroomen en spanningen van een gasontladingslamp afgebeeld en besproken. Wij willen hier het verloop beschouwen van stroomen en spanningen in een schakeling van een transformator met een zoo sterk verzadigde ijzeren kern, dat de secundaire spanning practisch constant blijft bij groote schommelingen van de primaire spanning. De werking van een dergelijke stabilisator (*fig. 11*) werd reeds eerder

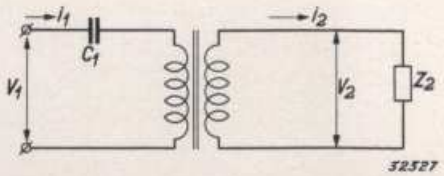


Fig. 11. Schakeling van een transformator met een sterk verzadigde ijzeren kern, waardoor de secundaire spanning practisch constant blijft, hoewel de primaire spanning groote schommelingen vertoont. V_1 en V_2 zijn primaire en secundaire spanning; i_1 en i_2 primaire en secundaire stroom. Z_2 stelt de belasting voor door een plaatspanningsapparaat, welke grootendeels van capacitieven aard is.

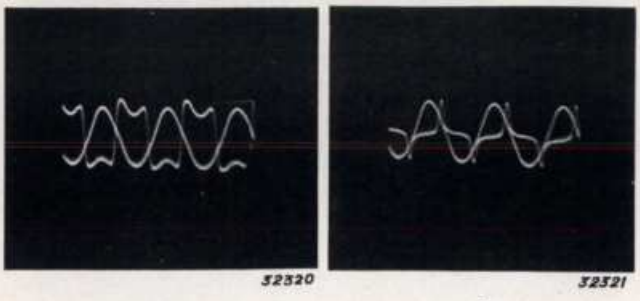
in dit tijdschrift [4]) verklaard. Voert men een zuiver sinusvormige spanning aan de primaire zijde toe, dan krijgt men tengevolge van de ver-

[3]) Philips techn. T. **3**, 157, 1938.
[4]) Philips techn. T. **2**, 279, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zadiging van het ijzer aan de secundaire zijde een spanning met een sterk afgeplat verloop (*fig. 12a*), waarin een sterke derde harmonische voorkomt.



a b

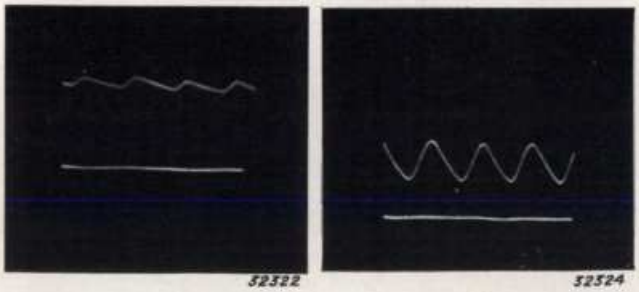
Fig. 12. De sinusvormige kromme stelt de primaire spanning aan de transformator voor; de afgeplatte kromme in *a*) is de secundaire spanning en de spitse kromme in *b*) is de primaire stroom, die beiden sterke derde harmonischen bevatten.

De primaire stroom vertoont een verloop, dat evenzoo de aanwezigheid van een sterke derde harmonische verraadt, die nu echter de maxima versterkt, zooals wij in *fig. 12b* duidelijk kunnen zien. Verder ziet men, dat zoowel de primaire stroom als de secundaire spanning achter blijven bij de primaire spanning.

Afbeelden van pulseerende gelijkspanningen

Daar de gebruikelijke electrische versterkers slechts wisselspanningen versterken, zal men in het algemeen op een oscillograaf slechts het wisselstroomgedeelte van een pulseerende gelijkspanning afgebeeld zien. Het is een bijzonder voordeel van de electronenschakelaar, dat deze ons in staat stelt ook het gelijkspanningsgedeelte op een oscillograaf waar te nemen, daar hij feitelijk de gelijkspanning omzet in een wisselspanning van de omschakelfrequentie, waarvoor de versterker van de oscillograaf juist geschikt is.

In het oscillogram van *fig. 13* zijn de beide beeldkrommen resp.: de nullijn van de spanning en de pulseerende gelijkspanning van een plaatspanningsapparaat. Bij een kleine belasting van 100 mA blijkt deze gelijkspanning slechts een lichte rimpel te bezitten (*fig. 13a*) terwijl zij bij een hooge belasting van 500 mA sterk pulseert (*fig. 13b*).



a b

Fig. 13. Het oscillogram van een pulseerende gelijkspanning kan inclusief de nullijn worden opgenomen met behulp van de electronenschakelaar.
a) De spanning van een plaatspanningsapparaat vertoont bij een belasting van 100 mA slechts een kleine rimpel.
b) Bij een belasting van 500 mA pulseert zij veel sterker.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN ELECTRISCHE MEGAFOON

door J. de BOER. 621.395.61

Teneinde de menschelijke stem verder te doen dragen dan bij normaal spreken of met behulp van een gewone megafoon het geval is, werd een draagbare electrische geluidsversterker geconstrueerd, de „Portaphone" (type No. 2831). Hiermee wordt een 30 à 100 maal zoo groote versterking der geluidsenergie verkregen als met een gewone megafoon, zoodat daarbij vergeleken de draagwijdte 5 à 10 maal zoo sterk wordt vergroot.

Bij normaal spreken draagt de menschelijke stem niet zeer ver en men heeft dan ook reeds sinds lange tijd hulpmiddelen gebruikt om haar geluid verder te doen doordringen. Het oudste hulpmiddel hiervoor is de spreektrompet of megafoon, die in het midden der zeventiende eeuw door den Duitschen geestelijke Kircher en den Engelschman Morland werd ingevoerd. De werking van dit toestel berust op het richten van het geluid, dat slechts als een bepaalde bundel in een kleine ruimtehoek wordt uitgezonden. Door de moderne ontwikkeling der versterkertechniek komt thans echter de vraag naar voren, of het niet mogelijk is, met een eenvoudige electrische versterker betere resultaten te verkrijgen, wat betreft het op groote afstand hoorbaar maken van de menschelijke stem. Behalve van de bundelende werking van de hoorn der megafoon, die het geluid verder doet dragen, wordt dan tevens gebruik gemaakt van een sterkere geluidsbron dan de natuurlijke stem zelf is.

Bij het construeeren van deze eenvoudige versterker voor de menschelijke stem is een eerste vereischte, dat men hem gemakkelijk kan hanteeren. De microfoon dient samen met de luidspreker en de hoorn een geheel te vormen, dat men zonder bezwaar in de hand kan dragen; de electrische versterker kan dan worden ondergebracht in een afzonderlijke tasch. De „Portaphone" (type No. 2831) is op een dergelijke wijze geconstrueerd, zooals men in *fig. 1* kan zien. De koolmicrofoon is aangebracht op de luidspreker, welke voorzien is van een hoorn en verder van een handvat met schakelaar. De platte tasch, waarin de electrische versterker is ondergebracht, wordt aan een riem gedragen. Zij weegt in totaal 6,8 kg en bevat behalve de electrische versterker tevens een accu van 2 volt voor de gloeistroom en voor het voeden van de microfoon, benevens droge batterijen voor rooster- en anodespanningen tot 150 volt. De electrische versterking bedraagt ongeveer 40 db, hetgeen vereischt

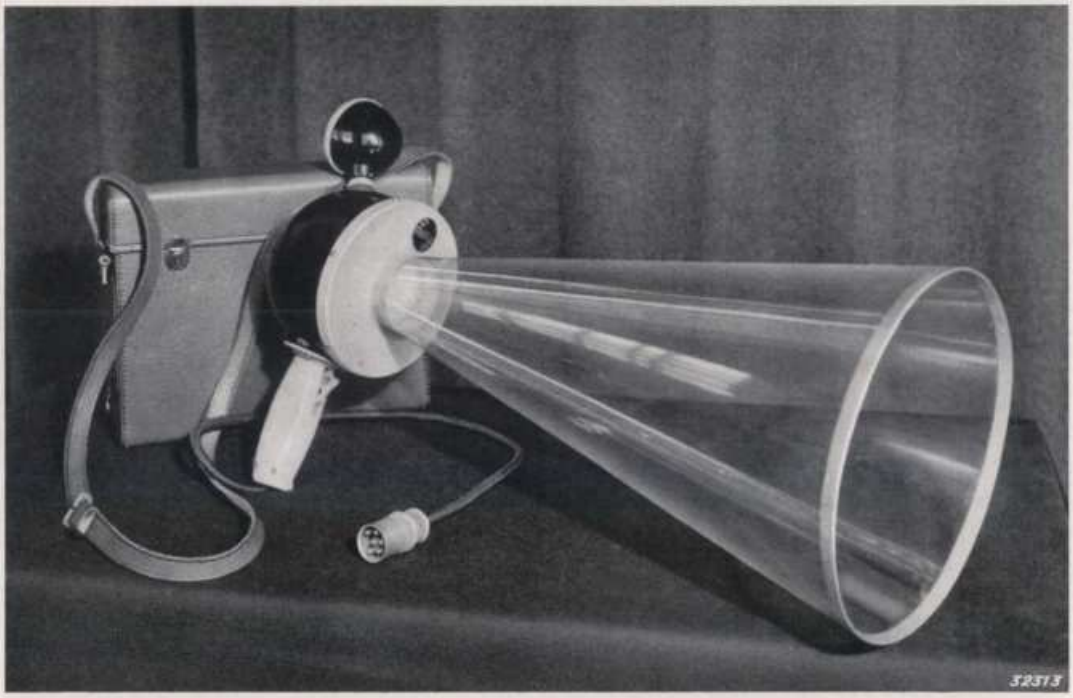


Fig. 1. De „Portaphone", type No. 2831, bestaande uit een microfoon gemonteerd op een van een handvat voorziene luidspreker met hoorn, benevens een electrische versterker ondergebracht in een platte tasch, die aan een band wordt gedragen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

is teneinde in verband met de verliezen in microfoon en luidspreker een voldoende acoustische versterking te verkrijgen. De versterker kan 3 W energie afgeven met een vervorming van 5% en 4 W met een vervorming van 12,5%. De voedingsaccu moet na een gebruik van in totaal vijf uur worden bijgeladen.

Een belangrijk punt bij het construeeren van een dergelijke eenvoudige geluidsversterker is de wijze, waarop de microfoon en de luidspreker aan elkander bevestigd zijn. Zonder de noodige voorzorgen zou toch een te sterke mechanische of acoustische koppeling tusschen deze beide onderdeelen optreden. Een mechanische koppeling kan ontstaan, doordat het luidsprekerchassis trillingen overbrengt op de microfoon. Een acoustische koppeling treedt op, als de geluidsgolven bij het verlaten van de hoorn te zeer worden afgebogen, zoodat zij ten deele weer in de microfoon terecht komen. Bij een bepaalde gevoeligheid, die men voor het geheele systeem verlangt, is het nu de vraag, hoe deze beide koppelingen voldoende klein kunnen worden gemaakt.

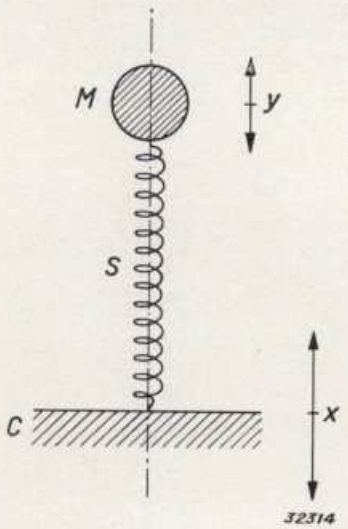


Fig. 2. Schematische voorstelling van de veerende ophanging der microfoon met massa M aan een veer met stijfheid S, die bevestigd is aan het chassis C. Een uitwijking x van het chassis veroorzaakt een uitwijking y van de microfoon, welke veel kleiner moet zijn.

Teneinde de mechanische koppeling klein te houden, wordt de microfoon veerend opgehangen. Aan de hand van *fig. 2*, waarin de situatie schematisch is weergegeven, kunnen wij nader toelichten, wat met een dergelijke veerende ophanging wordt bereikt. Het is de bedoeling, dat de uitwijkingen y, die de microfoon met een massa M zal vertoonen, voldoende klein zijn ten opzichte van de uitwijkingen x van het chassis C, waarmee de microfoon verbonden is door middel van een veer met een stijfheid S. Voert het chassis een harmonische trilling uit met de frequentie $\omega/2\pi$, dan is dus x voor te stellen door:

$$x = a \sin \omega t. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Onder verwaarloozing van de demping wordt dan de uitwijking van de microfoon:

$$y = \frac{a \sin \omega t}{1 - \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin $\omega_0/2\pi$ de resonantiefrequentie weergeeft voor een massa M bevestigd aan een veer met stijfheid S. Zorgt men er door een voldoend slappe ophangveer voor, dat deze resonantiefrequentie aanmerkelijk lager is dan de laagste frequentie, waarvoor men de mechanische koppeling wil vermijden ($\omega_0 \ll \omega$), dan wordt de amplitude y van de microfoon veel kleiner dan die van het chassis. Voor zeer groote frequenties neemt de amplitude y zelfs ongeveer met het kwadraat van de frequentie af, nl.: $y \sim -(\omega_0/\omega)^2 x$.

De acoustische koppeling kan worden beperkt door de hoorn niet te kort te kiezen, zoodat de afstand tusschen de opening van de hoorn en de microfoon groot genoeg is; zou de hoorn dientengevolge echter zoo groot worden, dat het toestel minder gemakkelijk is te hanteeren, dan moet men deze koppeling op een andere wijze vermijden. Hierbij is de plaats, waarop de microfoon moet worden bevestigd aan de luidspreker, van groot belang en dient men na te gaan, waar aan de achterzijde van de luidspreker de geluidsdruk van de door de hoorn uitgezonden golven het kleinste is. Deze geluidsdruk blijkt nl. alleen dan in alle ruimterichtingen achter de luidspreker dezelfde te zijn, wanneer de golflengte groot is ten opzichte van de afmetingen hiervan, dwz. voor voldoend lage tonen. Voor deze doet het er dus niet toe, waar de microfoon op de luidspreker wordt bevestigd. Voor hoogere tonen echter is de geluidsdruk achter de luidspreker geenszins constant. Behalve voor eenvoudige lichamen (bol, cylinder) is in het algemeen een berekening van de geluidsdruk aan de achterzijde niet mogelijk. Voor een willekeurig omwentelingslichaam kan men slechts zeggen, dat de geluidsdruk op de as aan de achterzijde een maximum heeft. Voor het model van onze luidspreker is de verdeeling van de geluidsdruk derhalve bij verschillende frequenties gemeten. In *fig. 3* zijn de resultaten weergegeven bij een frequentie van 1000 (A) en 2000 (B) per/sec. De gunstigste plaats voor de microfoon ligt ongeveer onder een hoek van 45° naar achteren. Zij werd met een cirkeltje aangeduid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Teneinde bij lage frequenties de acoustische koppeling te beperken, dient men de gevoeligheid van de versterker voor lage frequenties te verminderen, hetgeen kan geschieden zonder eenig nadeel voor de verstaanbaarheid (vgl.: R. Vermeulen, Philips techn. T. **3**, 145, 1938). Dit afsnijden der lage tonen kan plaats vinden in de versterker, in de luidspreker (door een hooge resonantiefrequentie) of in het hoorntje. Afhankelijk van de afmetingen van de hoorn worden nl. tonen beneden een bepaalde frequentie minder sterk uitgestraald. In ons geval werd een kegelvormige hoorn gebruikt met een tophoek van ongeveer 20° en lag de afsnijfrequentie bij ongeveer 300 per/sec. Ook door de electrische versterker en de luidspreker worden tonen beneden 300 per/sec aanmerkelijk zwakker weergegeven dan de hoogere tonen.

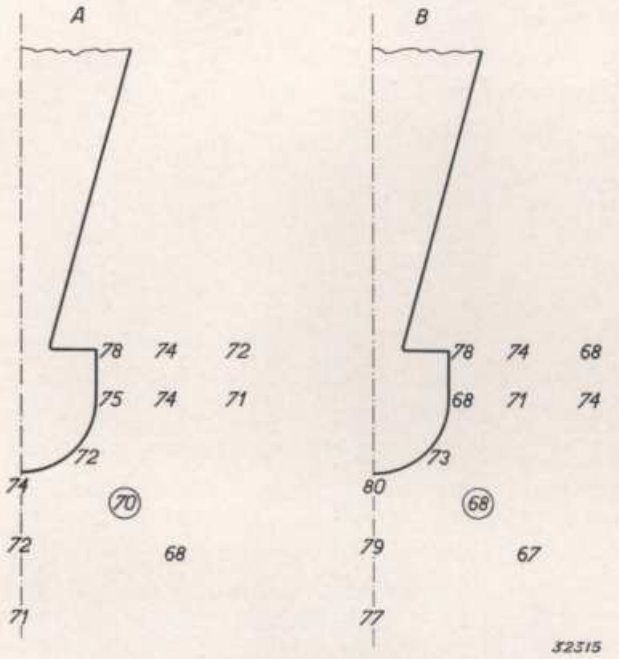


Fig. 3. Metingen van de geluidsdruk in de omgeving van de „Portaphone", waarbij deze is uitgedrukt in db boven een willekeurig grondniveau; *A* bij 1000, resp. *B* bij 2000 per/sec. De gunstigste plaats voor de microfoon is aangegeven met een cirkeltje.

De electrische megafoon, die in fig. 1 is weergegeven, versterkt de normale stem met 25 db, resp. 30 db, naar gelang de electrische versterking slechts ten deele dan wel in haar geheel wordt gebruikt. Dit is een goed resultaat, als wij bedenken, dat men met een gewone megafoon slechts een versterking van 10 db kan verkrijgen, waardoor de draagwijdte dus ruim driemaal zoo groot wordt. Met behulp van de „Portaphone" wordt de draagwijdte van de menschelijke stem echter 15 resp. 30 maal vergroot. Is er in de omgeving weinig lawaai, dan kan men zich nu normaal sprekende over een afstand van ruim 300 m verstaanbaar maken.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1407-1408: J. M. Stevels: New aspects on the cohesion of simple compounds (Rec. Trav. chim. Pays Bas **58**, 229-243 en 244-256, Maart 1939).

Aangetoond wordt, dat men de bijdrage der partieele dipoolmomenten tot de cohaesie goed kan beschrijven als een Keesom-effect in uitgebreiden zin, zooals onlangs werd voorgesteld door Staverman. Het Debije-effect dient dan te worden beschouwd als hoofdzakelijk afkomstig van het totale dipoolmoment der moleculen. Op deze grondslag kunnen verschillende moeilijkheden, die tot nu toe de theorie der kookpunten aankleefden, worden opgelost. Een volledig overzicht wordt gegeven van al de verschijnselen, die bijdragen leveren tot het kookpunt. Theoretisch moet de som der bijdragen van de effecten van Debije en Keesom tot het kookpunt van gehalogeneerde verbindingen van methaan, ethaan en etheen ongeveer constant zijn. Er wordt nu tevens aangetoond, dat dit experimenteel juist is. Van de verbindingen van ethaan en etheen wordt een volledige lijst der kookpunten gegeven, voor de methaan-verbindingen slechts voor zoover deze nog niet zijn gepubliceerd door van Arkel en zijn medewerkers. De kookpunten zijn gesplitst in verschillende gedeelten afkomstig van de verschillende soorten cohaesie-effecten. De zg. „anomalieën" in de kookpunten van de beide 1,2-isomeren van $C_2H_2J_2$ en C_2H_2ClJ kunnen nu ook gemakkelijk worden begrepen.

1409: J. D. Fast: Über die Darstellung der reinen Metalle der Titangruppe durch thermische Zersetzung ihrer Jodide V. Titan (Z. anorg. allg. Chem. **241**, 42-56, Maart 1939).

Een beschrijving wordt gegeven van het bereiden van ductiel titanium door thermische ontleding

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van titaniumjodide aan een gloeiende draad en van het bereiden van het hiervoor noodige ruwe titanium. Wordt er uitgegaan van poreuze stukjes titanium van eenige cm, zooals men deze verkrijgen kan bij de reductie van titaniumtetrachloride met natrium, dan groeit de op een geschikte temperatuur (bijv. 1300 °C) verhitte kerndraad niet aan bij iedere willekeurig hooge temperatuur van het pyrexglazen prepareervat. Tusschen 50 en 250 °C en boven 470 °C is het prepareeren mogelijk, maar tusschen 250 °C en 470 °C groeit de kerndraad niet aan. Heeft men eenmaal het prepareervat boven 400 °C verhit, dan is verder bij iedere temperatuur onder 470 °C het prepareeren onmogelijk geworden. Dit wordt veroorzaakt door de reactie, die boven 100 °C optreedt tusschen titaniumtetrajodide en de overmaat titanium, waarbij één of twee lagere jodiden worden gevormd. In het lage temperatuurgebied bestaat het gas slechts uit TiJ_4, maar bij hoogere temperatuur bevat het tevens TiJ_2. Door kleine hoeveelheden zuurstof en stikstof, die in belangrijke mate in vaste oplossing aanwezig kunnen zijn, gaat de ductiliteit van titanium teloor. Voor verschillende andere verontreinigingen, zooals bijv. ijzer, is de ductiliteit niet zoo gevoelig. Gaat men uit van ruw titanium, dat 3,5% ijzer bevat, dan kan men in het hooge temperatuurgebied staven van titanium verkrijgen, die nog slechts spectroscopisch aan te toonen sporen ijzer en silicium bevatten.

1410: F. A. Heyn, A. H. W. Aten jun. and C. J. Bakker: Transmutation of uranium and thorium by neutrons (Nature **143**, 516-517, Maart 1939).

Met behulp van de uiterst sterke neutronenbron van het Philips Röntgenlaboratorium werden de onderzoekingen van Hahn en Straßmann voortgezet, waarbij bleek, dat bij een bombardement door langzame neutronen een radio-actief edelgas wordt gevormd uit uranium. Door een verzadigde oplossing uranylnitraat, die bestraald werd, liet men stikstof borrelen, dat daarna werd geleid door een waschfleschje gevuld met water. Voegt men later aan de inhoud van het waschfleschje zouten van caesium, rubidium, barium, strontium en lantanium toe, dan blijken er radio-actieve stoffen samen met caesium, rubidium en barium neer te slaan. De halveeringstijden hiervan werden bepaald. Deze geven aanleiding tot de conclusie, dat de kern van het uraniumatoom op minstens twee verschillende wijzen kan uiteenvallen, waarbij resp. xenon en krypton worden gevormd. Eenige reacties worden aangegeven.

De schrijvers hebben verder nog thorium gebombardeerd met snelle neutronen uit een lithium-deuteriumbron, waarbij ook verschillende radioactieve bestanddeelen aanwezig bleken in het alkali- en het aardalkalineerslag.

1411: J. L. Snoek: Magnetic studies in the ternary system Fe-Ni-Al (Physica **6**, 321-331, April 1939).

Metingen van de inwendige ontmagnetisatie toonen aan, dat legeeringen van verschillende mengverhoudingen van twee atomen ijzer tegen één atoom Ni en één atoom Al bij langzaam afkoelen heterogeen worden tot aan vrijwel zuiver NiAl. Na afschrikken vanaf 1200 °C en temperen bij 500 °C wordt de magnetische verzadiging vrijwel evenredig met het gehalte aan ijzer. Worden de legeeringen langzaam afgekoeld tot 500 °C en dan bij die temperatuur getemperd, dan treedt er tusschen 10 en 60 atoomprocenten ijzer een storing op, die men kan toeschrijven aan een vlak gecentreerde fase.

1412: F. A. Kröger: Luminescence and absorption of ZnS-MnS mixed crystals (Physica **6**, 369 - 379, April 1939).

Met mangaan geactiveerde zinksulfide-fosforen zijn mengkristallen van zinksulfide en mangaansulfide. Deze vertoonen luminescentie in twee banden met maxima bij 5850 Å en bij ongeveer 6200 Å, welke laatste waarschijnlijk de roode, nog onverklaarde band van de zinksulfide-fosforen is. De emissie der met mangaan geactiveerde fosforen kan men toeschrijven aan twee electronensprongen in het tweewaardige mangaanion, die ook bij absorptie optreden. Mengkristallen van zink- en mangaansulfide vertoonen behalve in twee spectrale gebieden, waarin dit ook het geval is voor zuiver ZnS, nog in een derde gebied een absorptie, die bestaat uit een systeem banden, waarvan elk waarschijnlijk het gevolg is van een bepaalde electronenovergang in het ion Mn^{++}. Bestraalt men met licht uit een der drie absorptiegebieden, dan krijgt men steeds een luminescentie van de bekende mangaanbanden. Bestraalt men met licht uit de twee eerstgenoemde absorptiegebieden, dan ontstaat zoowel fosforescentie als fluorescentie, maar bestraling met de voor mangaan karakteristieke banden levert slechts fluorescentie. Tenslotte werd gemeten, hoe de intensiteit der luminescentie afhangt van de temperatuur en van de als activator gebruikte hoeveelheid mangaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!